



Rayonnement gamma des Noyaux Actifs de Galaxies observé aux Très Hautes Énergies avec H.E.S.S.: Études multi-longueurs d'onde et modélisation de processus radiatifs

Jean-Philippe Lenain

► To cite this version:

Jean-Philippe Lenain. Rayonnement gamma des Noyaux Actifs de Galaxies observé aux Très Hautes Énergies avec H.E.S.S.: Études multi-longueurs d'onde et modélisation de processus radiatifs. Astro-physique [astro-ph]. Observatoire de Paris, 2009. Français. NNT : . tel-00431288

HAL Id: tel-00431288

<https://theses.hal.science/tel-00431288>

Submitted on 11 Nov 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Observatoire de Paris
École Doctorale Astronomie & Astrophysique d'Île-de-France

Thèse de Doctorat
Astronomie & Astrophysique

Label Européen

présentée par

Jean-Philippe Lenain

pour obtenir le grade de docteur de l'Observatoire de Paris
en Astronomie & Astrophysique

**Rayonnement γ des Noyaux Actifs de Galaxies
observé aux Très Hautes Énergies avec H.E.S.S.:
Études multi-longueurs d'onde et
modélisation de processus radiatifs**

dirigée par Catherine BOISSON et Hélène SOL.

Soutenue publiquement le 1^{er} Octobre 2009 devant le jury composé de:

Membres du jury

<i>Co-directeur de thèse :</i>	Mme. Catherine BOISSON
<i>Rapporteur :</i>	M. Guillaume DUBUS
<i>Examineur :</i>	M. Jürgen KNÖDLSER
<i>Examineur :</i>	M. Santiago PITA
<i>Président :</i>	M. Daniel ROUAN
<i>Co-directeur de thèse :</i>	Mme. Hélène SOL
<i>Rapporteur :</i>	M. Stefan WAGNER
<i>Rapporteur :</i>	M. Martin WARD

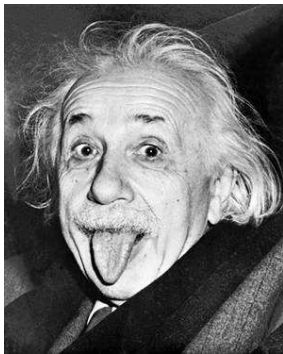


À ma famille,

à mes amis,

*à tous ceux que j'ai rencontrés
et qui ont partagé avec moi ma passion
pour l'Astrophysique pendant un cours moment,*

à Maud



Only two things are infinite, the universe and human stupidity,
and I'm not sure about the former.

Albert EINSTEIN (1879-1955)

We must not forget that when radium was discovered no one knew that it would prove useful in hospitals. The work was one of pure science. And this is a proof that scientific work must not be considered from the point of view of the direct usefulness of it. It must be done for itself, for the beauty of science, and then there is always the chance that a scientific discovery may become like the radium a benefit for humanity.

Marie SKŁODOWSKA-CURIE (1867-1934)



Table des matières

Table des matières	7
Table des figures	11
Liste des tableaux	17
Remerciements	19
Liste des abbréviations	23
1 Introduction	27
1.1 Les Noyaux Actifs de Galaxies	28
1.1.1 Le bestiaire des Noyaux Actifs de Galaxies	29
1.1.2 Unification des Noyaux Actifs de Galaxies	33
1.1.3 Les blazars	34
1.2 L'Astrophysique γ aux très hautes énergies	36
1.2.1 Le rayonnement ČERENKOV	36
1.2.2 Les détecteurs ČERENKOV	38
1.3 Les sources observées aux très hautes énergies	40
1.4 Le lien multi-messager	44
2 Observations des rayons γ	47
2.1 High Energy Stereoscopic System	48
2.1.1 Le détecteur H.E.S.S.	48
2.1.2 L'analyse de données H.E.S.S.	51
2.1.2.1 Reconstruction des évènements	51
2.1.2.2 Détermination du signal	56
2.1.2.3 Principe de l'analyse spectrale	58
2.2 Les expériences H.E.S.S. II et <i>Fermi</i> , et l'observatoire CTA	59
2.2.1 Le projet H.E.S.S. II	59
2.2.2 Les satellites <i>CGRO</i> et <i>Fermi</i>	60
2.2.2.1 <i>Compton Gamma-Ray Observatory</i>	60
2.2.2.2 La mission <i>Fermi</i> /Gamma-ray Large Area Space Tele- scope	62
2.2.3 L'observatoire CTA	64
3 Rayonnement non-thermique dans les Noyaux Actifs de Galaxies et modèles d'émission	69
3.1 Processus d'accélération de particules	70
3.1.1 Accélération de FERMI du second ordre	70

3.1.2	Accélération de FERMI du premier ordre	71
3.1.3	Processus d'accélération alternatifs aux mécanismes de FERMI	73
3.2	Amplification de l'émission	73
3.3	Mouvements superluminiques	74
3.4	Synchrotron	75
3.5	COMPTON inverse	77
3.5.1	Le régime KLEIN-NISHINA	79
3.5.2	Synchrotron self-COMPTON	79
3.5.3	COMPTON inverse externe	81
3.6	Absorption interne des photons de haute énergie	82
3.7	Absorption par le rayonnement de fond extragalactique infrarouge	82
3.8	Les modèles hadroniques	83
3.8.1	Interactions photo-hadroniques	85
3.8.2	Interactions proton-proton	85
3.8.3	Proton-synchrotron et rayonnement de courbure de proton	86
3.9	Le modèle SSC sblob	86
3.10	Le modèle SSC multi-blob	91
3.10.1	Description du modèle	91
3.10.2	Discussions et implications du modèle multi-blob sur le schéma d'unification des NAG	96
3.11	Code Synchrotron self-COMPTON dépendant du temps	98
3.11.1	Géométrie du jet	98
3.11.2	Évolution de la géométrie du blob	99
4	Études spécifiques de deux blazars	101
4.1	RGB J0152+017	102
4.1.1	Introduction	102
4.1.2	Identification de la source	103
4.1.3	Observations avec H.E.S.S. et résultats	104
4.1.4	Observations multi-longueurs d'onde avec <i>Swift</i> , <i>RXTE</i> , <i>ATOM</i> , et le radio télescope de Nançay	108
4.1.4.1	Données en rayons X avec <i>Swift</i> et <i>RXTE</i>	108
4.1.4.2	Données optiques	109
4.1.4.3	Données radio	110
4.1.5	Discussion	111
4.1.6	Conclusion	113
4.2	PKS 2155–304	113
4.2.1	Présentation de PKS 2155–304	113
4.2.2	Variabilité rapide lors de la première éruption de Juillet 2006	115
4.2.2.1	Description du modèle de CHIABERGE & GHISELLINI	116
4.2.2.2	Application à l'éruption de PKS 2155-304 du 28 Juillet 2006	118
4.2.3	Variabilité THE et campagne multi-longueurs d'onde en Juillet 2006	122
4.2.3.1	Modélisation stationnaire	126
4.2.3.2	Interlude : PKS 2155–304 et gravité quantique	131
4.2.3.3	Modélisation dynamique	135
4.2.3.4	Conclusion sur les états d'extrême activité aux THE	139
4.2.4	La campagne conjointe H.E.S.S./ <i>Fermi</i> de 2008	141

5	Radio galaxies et blazars non-alignés	145
5.1	M 87	146
5.1.1	Présentation de M 87	146
5.1.2	Modèle leptonique Synchrotron self-COMPTON “blob dans le jet” appliqué à M 87	150
5.1.3	Modèle Synchrotron self-COMPTON multi-blob appliqué à M 87	152
5.1.4	La campagne conjointe H.E.S.S./MAGIC/VERITAS/VLBA	156
5.2	Prédictions du flux γ THE pour d’autres radio galaxies à jets étendus intenses en optique/rayons X	159
5.2.1	3C 273	159
5.2.2	PKS 0521-36	162
5.3	Cen A	163
5.3.1	Présentation de Cen A	163
5.3.2	Prédiction du flux γ aux THE de Cen A avec le modèle multi-blob	167
5.3.3	Observations et résultats de H.E.S.S.	171
5.3.4	Interprétation de la découverte de rayons γ THE en provenance de Cen A	174
5.3.5	Retour sur la prédiction de flux THE de Cen A	180
5.4	Perspectives sur les radio galaxies aux THE	182
6	Étude des Noyaux Actifs de Galaxies connus aux très hautes énergies	183
6.1	L’échantillon de sources	184
6.1.1	Cen A	186
6.1.2	M 87	187
6.1.3	Mrk 421	187
6.1.4	Mrk 501	188
6.1.5	1ES 2344+514	189
6.1.6	Mrk 180	190
6.1.7	1ES 1959+650	190
6.1.8	BL Lac	191
6.1.9	PKS 0548–322	192
6.1.10	PKS 2005–489	192
6.1.11	RGB J0152+017	193
6.1.12	W Comae	194
6.1.13	PKS 2155–304	194
6.1.14	RGB J0710+591	195
6.1.15	H 1426+428	195
6.1.16	1ES 0806+524	196
6.1.17	1ES 0229+200	197
6.1.18	PKS 1424+240	198
6.1.19	H 2356–309	198
6.1.20	1ES 1218+304	198
6.1.21	1ES 1101–232	199
6.1.22	1ES 0347–121	200
6.1.23	1ES 1011+496	201
6.1.24	S5 0716+714	201
6.1.25	La polémique autour de 3C 66A/B	203
6.1.26	3C 279	204
6.1.27	PG 1553+113	205

6.2	Discussion de l'échantillon des NAG connus aux THE	205
6.3	Validité du scénario SSC et conclusions	211
7	Conclusions et perspectives	217
	Bibliographie	219
	Colophon	233
	Appendices	235
A	Formulaire astrophysique	237
B	Détails sur le code Synchrotron self-Compton dépendant du temps	239
B.1	Évolution de la distribution en énergie des électrons et positrons le long du jet	239
B.2	Distribution en énergie des leptons au sein du blob	241
C	Utilisation de la grille EGEE	243
D	Base de données des sources extragalactiques détectées par H.E.S.S.	245
E	Publications référées	247
E.1	Fast variability of Tera-Electron Volt γ -Rays from the Radio Galaxy M 87	247
E.2	A synchrotron self-Compton scenario for the very high energy γ -ray emission of the radiogalaxy M 87	253
E.3	Discovery of VHE γ -rays from the high-frequency-peaked BL Lacertæ object RGB J0152+017	265
E.4	Modelling rapid TeV variability of PKS 2155–304	271
E.5	Discovery of very high energy γ -ray emission from Centaurus A with H.E.S.S.	279
E.6	PKS 2155–304 in July 2006 : H.E.S.S. results and simultaneous multi- wavelength observations	285
F	Liste des publications	291
	Résumé	296

Table des figures

1.1	Spectre électromagnétique	28
1.2	Cygnus A, un exemple caractéristique de radio galaxie puissante de type FR II	30
1.3	NGC 4151, un exemple typique de galaxie de SEYFERT de type 1	30
1.4	NGC 1275, une galaxie active complexe	31
1.5	Diagramme synthétisant le bestiaire des NAG	32
1.6	Schéma d'unification des NAG	33
1.7	La séquence des blazars de Fossati et al. (1998)	34
1.8	Schéma résumant le modèle à deux zones de Sol et al. (1989)	35
1.9	Propagation de fronts d'ondes générés par une particule se déplaçant à la vitesse v dans un milieu diélectrique.	37
1.10	Cœur d'un réacteur nucléaire	37
1.11	Le télescope Whipple.	38
1.12	Photos des quatre instruments majeurs à imagerie ČERENKOV actuels	39
	(a) Le système stéréoscopique H.E.S.S.	39
	(b) Le télescope de 17 m de MAGIC.	39
	(c) Deux des quatre télescopes de VERITAS.	39
	(d) Le système CANGAROO.	39
1.13	La carte du ciel aux THE	40
1.14	Carte en niveau de confiance obtenue avec H.E.S.S. pendant le premier relevé du plan Galactique en 2004	41
1.15	Le spectre THE de la nébuleuse du Crabe observée par H.E.S.S.	42
1.16	Victor HESS et la détection de rayons cosmiques.	45
1.17	Le spectre en énergie des rayons cosmiques. Crédits : S. SWORDY.	45
2.1	Le télescope CT1 du réseau H.E.S.S.	48
2.2	Schéma d'une gerbe atmosphérique et de son cône de rayonnement ČERENKOV	48
2.3	Forme d'un évènement sur une des caméras de H.E.S.S. selon la nature de la particule incidente	49
	(a) Candidat hadron.	49
	(b) Anneau de muon.	49
	(c) Candidat photon γ	49
2.4	Structure des télescopes de H.E.S.S. et principe du montage DAVIES-COTTON	50
2.5	Une des caméras de H.E.S.S.	50
2.6	Schéma du développement d'une gerbe leptonique atmosphérique.	52
2.7	Schéma du développement d'une gerbe hadronique atmosphérique.	52
2.8	Paramètres de HILLAS pour une image de gerbe électromagnétique.	53
2.9	Schéma de principe de la méthode de reconstruction de HILLAS	54
2.10	Schéma de principe de la méthode de reconstruction Model	55
2.11	Schéma de principe de la méthode de reconstruction Model3D	55

2.12	Différentes méthodes d'estimation du fond avec les régions OFF	57
2.13	Vision d'artiste du 5 ^e télescope de la phase H.E.S.S. II.	60
2.14	Structure du concept H.E.S.S. II	60
2.15	Monture de H.E.S.S. II en construction	61
2.16	Structure du support des miroirs pour H.E.S.S. II en cours de montage . .	61
2.17	Courbe de sensibilité prédite pour H.E.S.S. II	61
2.18	Troisième catalogue de EGRET.	62
2.19	Carte du ciel obtenue par <i>CGRO</i> /EGRET	62
2.20	Première carte du ciel de <i>Fermi</i> /LAT.	63
2.21	Seconde carte du ciel de <i>Fermi</i> /LAT, correspondant aux trois premiers mois de prise de données.	63
2.22	Vue d'artiste du réseau CTA.	64
2.23	Courbe de sensibilité préliminaire visée pour CTA	65
2.24	Comparaison entre les observations H.E.S.S. du plan Galactique et l'équi- valent simulé pour CTA	65
2.25	Évolution du nombre de sources détectées dans les différents domaines de haute énergie	66
2.26	Le sommet de l'iceberg dans l'univers au TeV.	66
3.1	Schéma représentant l'accélération de FERMI du second ordre dans un nuage magnétisé en déplacement	70
3.2	Schéma représentant l'accélération de FERMI du premier ordre dans un choc	72
3.3	<i>Gauche</i> : Schéma explicatif de mouvement superluminique. <i>Droite</i> : Obser- vation de mouvement superluminique dans 3C 279	74
3.4	Schéma de la diffusion COMPTON entre un photon et un électron au repos	78
3.5	DSE de l'EBL.	84
3.6	Schéma de principe de l'absorption du spectre γ THE d'un blazar par l'EBL	84
3.7	Schéma du modèle "blob dans le jet"	87
3.8	Comportement des simulations SSC du modèle sblob	89
(a)	Variation avec le décalage vers le rouge z	89
(b)	Variation avec le champ magnétique B	89
(c)	Variation avec la normalisation en densité numérique K_1	89
(d)	Variation avec le facteur DOPPLER δ	89
(e)	Variation avec l'indice n_1	89
(f)	Variation avec l'indice n_2	89
(g)	Variation avec le facteur de LORENTZ γ_b	90
(h)	Variation avec le facteur de LORENTZ γ_c	90
(i)	Variation avec le facteur rayon de la zone d'émission r_b	90
(j)	Variation avec le volume de la zone d'émission	90
(k)	Variation anti-corrélée entre K_1 et r_b , en maintenant le produit $K_1 r_b^3$ constant	90
3.9	Profil de densité d'un jet relativiste en simulations MHDRG	92
3.10	Schéma vu de côté du modèle SSC multi-blob	95
3.11	Schéma vu de face du modèle SSC multi-blob	95
3.12	Exemple illustratif de DSE obtenue avec le modèle multi-blob	96
3.13	Schéma représentatif de la géométrie du modèle SSC dépendant du temps.	99
4.1	Carte du ciel de RGB J0152+017 dans un rayon de 1°	103
4.2	Distribution angulaire des évènements en excès pour RGB J0152+017 . . .	104

4.3	Spectre différentiel THE de RGB J0152+017	105
4.4	Courbe de lumière THE de RGB J0152+017	106
4.5	Détection THE de RGB J0152+017 obtenu avec ParisAnalysis	106
4.6	Spectre THE de RGB J0152+017 obtenu avec HAP	107
4.7	Comparaison du spectre THE de RGB J0152+017 avec différentes chaînes d'analyse	107
4.8	La distribution spectrale en énergie de RGB J0152+017	111
4.9	DSE de PKS 2155–304 observé en 2003 avec H.E.S.S., <i>RXTE</i> , ROTSE, et le radiotélescope de Nançay	114
4.10	Courbe de lumière de PKS 2155–304 obtenue avec H.E.S.S. au-dessus de 200 GeV pour la nuit MJD 53944	115
4.11	Spectre THE de PKS 2155–304 moyenné sur la nuit MJD 53944 obtenu avec H.E.S.S.	116
4.12	Schématisation du modèle de Chiaberge & Ghisellini (1999)	117
(a)	Étape 1.	117
(b)	Étape 2.	117
(c)	Étape 3.	117
(d)	Étape 4.	117
(e)	Étape 5.	117
(f)	Étape 6.	117
(g)	Étape 7.	117
4.13	Modélisation SSC dynamique de l'éruption de PKS 2155–304 du 28 Juillet 2006	120
4.14	Compilation des courbes de lumière préliminaires en bandes THE, X, UV, et optique obtenues sur PKS 2155–304 pendant la campagne multi-longueurs d'onde de 2006	123
4.15	Courbe de lumière de PKS 2155–304 mesurée avec H.E.S.S. au-dessus de 200 GeV obtenue avec HAP pour les 4 nuits consécutives commençant à la nuit MJD 53944 de la première éruption	124
4.16	Courbe de lumière à long terme dans le domaine radio de PKS 2155–304	124
4.17	Variation de l'indice de photons Γ en fonction du flux intégré au-dessus de 200 GeV pour PKS 2155–304 pour des observations courant de 2005 à 2007 avec H.E.S.S.	125
4.18	Flux intégré au-dessus de 300 GeV de PKS 2155–304 mesuré par H.E.S.S. en fonction du taux de coups mesuré en rayons X avec <i>RXTE</i> entre MJD 53945 et MJD 53950	125
4.19	Corrélation entre les flux intégrés aux THE mesurés par H.E.S.S. et en rayons X par <i>Chandra</i> pendant la nuit MJD 53946	126
4.20	Courbes de lumière de PKS 2155–304 pour la nuit MJD 53946 aux THE, en rayons X et en bande V	127
4.21	Comparaison de différents modèles d'EBL pour le décalage vers le rouge de PKS 2155-304	127
4.22	Modélisation stationnaire de la DSE de PKS 2155–304 pour les données moyennées sur la nuit MJD 53945	128
4.23	Modélisation stationnaire de la DSE de PKS 2155–304 pour les données moyennées sur la nuit MJD 53946	128
4.24	Modélisation stationnaire de la DSE de PKS 2155–304 pour les données moyennées sur la nuit MJD 53947	129

4.25	Modélisation stationnaire de la DSE de PKS 2155–304 pour les données moyennées sur la nuit MJD 53948	129
4.26	Modélisation stationnaire de la DSE de PKS 2155–304 pour les données moyennées sur la nuit MJD 53949	130
4.27	Modélisation stationnaire de la DSE de PKS 2155–304 pour les données moyennées sur la nuit MJD 53950	130
4.28	Z-DCF pour PKS 2155–304 entre les bandes 200-300 GeV et 400-500 GeV .	134
4.29	DSE de PKS 2155–304 lors de la seconde éruption du 30 Juillet 2006 . . .	136
4.30	Courbe de lumière en rayons X de PKS 2155–304 pendant la nuit MJD 53946	137
4.31	Courbe de lumière en rayons γ THE de PKS 2155–304 pendant la nuit MJD 53946	137
4.32	Densité de flux γ THE en fonction de la densité de flux en rayons X de PKS 2155–304 pendant la nuit MJD 53946	139
4.33	DSE dynamique pour une solution générique d’une éruption orpheline au TeV	140
4.34	Courbes de lumière de PKS 2155–304 obtenues pendant la campagne conjointe H.E.S.S./ <i>Fermi</i>	142
4.35	DSE de PKS 2155–304 observée fin Août—début Septembre 2008 par H.E.S.S., <i>Fermi</i> , <i>Swift</i> , <i>RXTE</i> et ATOM	142
5.1	Image combinée de M 87 vue en rayons X, en optique et en radio	147
5.2	Le complexe de M 87 observé en radio, à des échelles de 0.2 à 200000 années-lumière	147
5.3	Tentative de modélisation de la DSE de M 87 avec un scénario “blob dans le jet” standard	151
5.4	DSE de M 87 dans le cadre du scénario multi-blob, avec des blobs très petits	154
5.5	DSE de M 87 obtenue avec le modèle SSC multi-blob, en supposant un faible champ magnétique de $B = 10$ mG	155
5.6	Courbes de lumière combinées de M 87 pour la période 2007–2008	157
5.7	Images Very Long Baseline Array (VLBA) de M 87 à 43 GHz	158
5.8	<i>Gauche</i> : image radio de 3C 273 obtenue en radio avec MERLIN. <i>Milieu</i> : image optique de 3C 273 observé avec le HST. <i>Droite</i> : image en rayons X de 3C 273 observé avec <i>Chandra</i>	159
5.9	DSE de 3C 273 avec une anticipation de son flux THE	161
5.10	DSE de PKS 0521–36 avec le flux THE anticipé, dans le cadre du modèle multi-blob	163
5.11	Image de Cen A combinée en optique, submillimétrique, et rayons X	164
5.12	Angle d’ouverture du jet de Cen A en fonction de la distance au cœur radio	165
5.13	DSE de Cen A dans le scénario multi-blob, avec prédiction du flux γ THE	168
5.14	DSE de Cen A dans le scénario multi-blob, avec contribution COMPTON inverse externe	170
5.15	Carte du ciel THE de Cen A vue par H.E.S.S.	172
5.16	Image optique de Cen A	172
5.17	Spectre THE de Cen A obtenu avec H.E.S.S.	173
5.18	Partie haute énergie de la DSE de Cen A, avec les données de H.E.S.S. et <i>Fermi</i>	175
5.19	Prédiction THE de la DSE de Cen A, avec le spectre de H.E.S.S.	177
5.20	DSE de Cen A attendue dans le cas de la création d’un halo de paires . . .	177
5.21	Effet des axions sur le spectre d’une source astrophysique	179

5.22	DSE de Cen A prédite dans le cadre du modèle multi-blob, mise à jour avec les données récentes de H.E.S.S. et <i>Fermi</i>	181
6.1	DSE de M 87	187
6.2	DSE de Mrk 421	188
6.3	DSE de Mrk 501	189
6.4	DSE de 1ES 2344+514	189
6.5	DSE de Mrk 180	190
6.6	DSE de 1ES 1959+650 pour l'éruption THE orpheline du 4 Juin 2002 . . .	191
6.7	DSE de BL Lac	191
6.8	DSE de PKS 0548−322	192
6.9	DSE de PKS 2005−489	193
6.10	DSE de RGB J0152+017	193
6.11	DSE de W Comae	194
6.12	DSE de PKS 2155−304 pendant la campagne multi-longueurs d'onde de 2003	195
6.13	DSE de H 1426+428	196
6.14	Spectre en rayons X de H 1426+428 obtenu avec les instruments EPIC-pn, MOS 1 et MOS 2 de <i>XMM</i>	196
6.15	DSE de 1ES 0806+524	197
6.16	DSE de 1ES 0229+200 avec et sans paramètres similaires à ceux de 1ES 0347-121	197
6.17	DSE de H 2356−309	198
6.18	DSE de 1ES 1218+304	199
6.19	DSE de 1ES 1101−232	200
6.20	DSE de 1ES 0347−121	200
6.21	DSE de 1ES 1011+496	201
6.22	DSE de S5 0716+714	202
6.23	Cartes du ciel THE de la région 3C 66A/B obtenues par VERITAS et MAGIC	203
6.24	DSE de 3C 279	204
6.25	DSE de PG 1553+113	205
6.26	<i>Gauche</i> : Luminosité L_{syn} intégrée sur l'ensemble de la composante synchrotron en fonction du décalage vers le rouge. <i>Droite</i> : Luminosité L_{IC} intégrée sur l'ensemble de la composante COMPTON inverse en fonction du décalage vers le rouge	207
6.27	<i>Gauche</i> : Luminosité L_{syn} intégrée sur l'ensemble de la composante synchrotron, en fonction de la fréquence du pic synchrotron ν_s^{peak} . <i>Droite</i> : Luminosité L_{IC} intégrée sur l'ensemble de la composante COMPTON inverse, en fonction de la fréquence du pic COMPTON inverse ν_c^{peak}	208
6.28	<i>Gauche</i> : Luminosité COMPTON inverse L_{IC} , en fonction de la densité d'énergie des particules U_{part} . <i>Droite</i> : Luminosité COMPTON inverse L_{IC} en fonction du carré de la luminosité synchrotron L_{syn}^2	209
6.29	<i>Gauche</i> : Densité de flux $F_{0.1 \text{ TeV}}$ calculée à 0.1 TeV, en fonction de la densité de flux F_X calculée en rayons X et intégrée entre 2 et 10 keV. <i>Droite</i> : Luminosité $L_{0.1 \text{ TeV}}$ à 0.1 TeV, en fonction de la luminosité L_X en rayons X intégrée entre 2 et 10 keV	210
C.1	Carte montrant les différents centres de calculs reliés à la grille EGEE à travers l'Europe et le monde	243

D.1	Exemple de sortie de la base de données développée au LUTH, pour RGB J0152+017	245
D.2	Exemple d'utilisation de données de type VOTable dans l'application VOSpec pour la DSE de PKS 2155–304.	246

Liste des tableaux

1.1	Performances des principaux télescopes ČERENKOV actuellement en service. La deuxième colonne donne l'altitude des différents sites d'observation, N_{tel} est le nombre de télescopes par expérience, A correspond à la surface utile des détecteurs, Ω est le champ de vue et E_S donne une indication du seuil en énergie atteignable par ces instruments. La dernière colonne indique la limite en sensibilité en fonction du flux de la nébuleuse du Crabe pour une détection à 5σ en 50 h d'observation.	40
4.1	Paramètres utilisés sur la figure 4.13 pour la modélisation SSC dynamique de l'éruption de PKS 2155–304 du 28 Juillet 2006	120
4.2	Paramètres pour les modèles stationnaires pour PKS 2155–304 en Juillet 2006	132
4.3	Paramètres du modèle SSC dynamique pour l'éruption de PKS 2155–304 de la nuit MJD 53946	138
4.4	Paramètres du modèle SSC dynamique pour une éruption orpheline au TeV	140
5.1	Paramètres utilisés pour M 87	153
5.2	Paramètres utilisés pour le modèle multi-blob appliqué à 3C 273 et PKS 0521-36	162
5.3	Paramètres utilisés sur la figure 5.13	169
5.4	Paramètres du modèle SSC multi-blob pour Cen A mis à jour	181
6.1	Sources extragalactiques détectées aux THE connues au 28/06/2009, ordonnées par ascension droite croissante	186
6.2	Paramètres utilisés pour les solutions SSC stationnaires de S5 0716+714 présentées sur la figure 6.22	202
6.3	Coefficients de corrélation	213
6.4	Paramètres utilisés pour la modélisation SSC stationnaire	214
6.5	Paramètres dérivés de la modélisation SSC stationnaire	215
6.6	Densités de flux intégrées et autres paramètres énergétiques	216

Remerciements

Voici une étape achevée, une page qui se tourne, comme on dit. Mais j'espère que l'histoire ne s'arrêtera pas là. La thèse n'est qu'un début, pas une fin en soi. Et j'espère pouvoir continuer dans ce domaine aussi longtemps que possible. C'est aussi pour moi un rêve d'enfance qui se réalise. J'ai tanné tous mes proches depuis l'école primaire à force de dire que je deviendrai astrophysicien plus tard. Alors c'est sur ces courtes pages que je remercie tous ceux qui m'ont guidé, épaulé, et qui m'ont fait confiance.

Tout d'abord, je souhaiterais remercier très chaleureusement mes directrices de thèse, Hélène SOL et Catherine BOISSON, qui ont bien voulu m'accueillir. Un grand merci pour les discussions, leur disponibilité, leur gentillesse, leur patience, leur amitié, et pour la confiance qu'elles m'ont témoignée pendant ces trois années. Merci à Jean-Michel ALIMI de m'avoir accueilli au sein du LUTH.

Merci à Clementina MEDINA, Louis VENTER, et principalement à Andreas ZECH pour son amitié et sa bienveillance pendant cette thèse, et pour son aide, particulièrement pendant la période de rédaction de l'article [H.E.S.S.](#) sur la découverte de Cen A.

Je remercie également chaleureusement mes collègues de l'APC, Michael PUNCH, Arache DJANNATI-ATAÏ et Santiago PITA pour les échanges, leur sympathie à mon égard, et pour leurs explications sur le processus d'analyse des données [H.E.S.S.](#) Je remercie aussi Bruno KHÉLIFI pour son amitié, et ces discussions, qui m'ont amené à me plonger dans l'étude sur l'ensemble des Noyaux Actifs de Galaxies connus aux très hautes énergies. J'ai eu la chance d'interagir avec eux tout au long de mon doctorat et je les en remercie.

Un grand merci aussi à David LÉPINE, Jean-Yves GIOT, Virginie HABABOU, Stéphane MÉNÉ, Fabrice ROY, et Stéphane THOMAS du LUTH pour leur amitié, leur aide et leur soutien. Merci aussi aux différents "permanents" du LUTH, dont Christiane VILAIN, Silvano BONAZZOLA, Daniel PÉQUIGNOT, Didier PELAT, Franck LE PETIT, Jacques LE BOURLOT, Suzy COLLIN-ZAHN, Hughes CASTARÈDE, Georges HERPE, Claire MICHAUT, Fabrice MOTTEZ, Christophe SAUTY. Merci aux thésards, Anne PONCELET, Julien LARENA, Juan CABRERA, Rui PINTO, Matthieu BRASSART, Manuel GONZALEZ-GARCIA, Waleed MOUHALI, Cécile CAVET, Jérôme COURTIN, Nicolas VASSET, Chinh NGUYEN, Jean-Louis CORNOU, Luc DI GALLO et Frédéric VINCENT, pour leur amitié et pour m'avoir "subi" dans mon rôle de représentant des étudiants.

Merci aux personnes rencontrées à l'Université Pierre & Marie Curie, dans le cadre de mon monitorat : Mourad ROUDJANE, que je connaissais déjà par l'Observatoire, Claire CARVALLO, Lydia TCHANG-BRILLET, Jocelyne QUELLIER, Matteo CACCIARI, et Frédéric DAIGNE (mon tuteur pédagogique). Merci à Yann CLÉNET pour m'avoir fait confiance en m'acceptant dans son équipe pédagogique en Master 1 de l'Observatoire de Paris-Meudon pour encadrer les TP d'observation.

J'aimerais aussi exprimer une nouvelle fois toute ma gratitude aux membres de mon jury de thèse, pour avoir accepté cette lourde tâche : Guillaume DUBUS, Jürgen KNÖDLSIEDER, Santiago PITA, Daniel ROUAN, Stefan WAGNER et Martin WARD. Un grand merci particulièrement à Martin WARD et Stefan WAGNER d'avoir eu le courage de lire ce texte en français.

Merci à mon ordinateur du laboratoire d'avoir tenu le coup jusqu'au bout, entre la mort du disque dur et celle d'un ventilateur de la carte mère pendant la phase de rédaction (ma paranoïa et mes sauvegardes pluri-quotidiennes m'ont sauvé!). Merci au blazar PKS 2155–304 pour avoir eu la bonne idée d'entrer en phase d'éruption exceptionnelle juste avant le début de ma thèse! Celle-ci aurait pris une tournure totalement différente sans ce très riche ensemble de données.

Je remercie Hervé DOLE, qui a été mon enseignant de TD de Mécanique Quantique à l'Université Paris-Sud XI, le président d'honneur de ALCOR (club astro du campus d'Orsay), puis mon "parrain de thèse", pour son amitié, sa bienveillance, et pour les discussions échangées sur son domaine de prédilection : la formation des galaxies et l'étude de l'EBL.

Merci à Pieter MEINTJES pour m'avoir accueilli dans son groupe pendant une semaine à Bloemfontein en Afrique du Sud, fin Août 2007. Merci à Krzysztof KATARZYŃSKI pour son aide sur le code SSC dynamique.

Merci aux collègues de Durham (Royaume-Uni), pour m'avoir intégré pendant 3 mois à leur équipe pendant l'été 2008, et particulièrement à Martin WARD et Paula CHADWICK pour m'avoir rendu ce séjour possible. Je remercie le FP6 de la Commission Européenne pour le financement sur le programme *Marie Curie Early Stage Training* sous contrat MEST-CT-2005-021074, qui a rendu ce séjour possible. Merci aux étudiants H.E.S.S. de Durham : Ulisses, Michael, Dominic, Hugh, Alistair ; et merci aussi à Tim et Juan pour m'avoir accueilli chez eux, ainsi qu'à Julie, Andy, Bret et Claudia, Rob, James, et tous les autres.

Merci à Albert, Eben, Maveipi et Toni de l'équipe technique H.E.S.S. en Namibie pour leur aide et leur soutien pendant le shift d'Août 2007, sombrement fameux dans la collaboration pour ses problèmes de générateurs. Merci à tous les membres de H.E.S.S. pour m'avoir accueilli au sein de cette collaboration aussi dynamique et fructueuse. Merci aux thésards et aux post-docs de H.E.S.S. : Lucie, Vincent, Ema, Yvonne, Timothé, Florent, Julien, Armand, Giulia, Matthieu, Francesca, Martin, Rolf, et tous les autres.

Un grand merci à ma famille, à mes parents, pour m'avoir soutenu depuis toujours dans cette voie depuis la révélation de ma passion pour l'Astrophysique à l'âge de 8 ans. Merci beaucoup à JB, mon "gourou" GNU/Linux, pour toute son aide en programmation L^AT_EX, C/C++, scripts et autres. Merci à Jean-Claude et Anne-Marie ROUFFIGNAT pour leur amitié depuis tout petit, et surtout à Jean-Claude pour m'avoir initié à l'astronomie amateur! Je n'oublierai jamais ces soirées d'observation dans les Vosges, et surtout cette magnifique éclipse de Soleil, ma première, du 11 Août 1999! Merci aussi à tous ceux qui m'ont dit et répété pendant plus de 15 ans que l'Astro c'est dur, et que je ferais mieux de me tourner vers une autre voie. Je ne me serais peut-être pas autant acharné sans eux...

Une pensée particulière va à mes enseignants de primaire et secondaire, M. OBERGFELL, Jean-François SURMIN, Gilles REYMOND, Leticia FERNANDEZ-GALIANO, qui m'ont encouragé tout au long de mon parcours. Je ne serais sûrement pas arrivé aussi loin sans leurs enseignements et leur soutien.

Je remercie mes amis, le clan de Strasbourg tout d'abord (Fred, Nina, Grégory, Geof-

froy, Chris, Cassandre, J.-G., Honorine, Grégoire, Mathieu, Mélanie (merci beaucoup pour les discussions de statistiques autour d'une bière!), ...) pour m'avoir supporté à entendre parler d'Astro depuis l'école primaire. Merci à Fred, Chris et J.-G. pour leurs blagues (M. Lune, Master Moon!).

Merci aux amis d'Orsay aussi (Mathias, Caroline, Barbara, Claire, Benoît A., Vincent, Nicolas, Jémil, Émilie, Thibaut, Julien L., Julien M., Alexandre, Charles, Aude, Anaëlle, ...), que j'ai eu le plaisir de rencontrer à l'Université Paris-Sud XI pendant mes études. Merci pour les discussions de physique, qui font tourner Barbara (et Caro aussi!) en bourrique (Geek!).

Merci aux amis rencontrés à Meudon (Manuel, Lucie, Clément, Anne-Laure, Benoît C., Erwan, Sandrine, ...) pendant cette merveilleuse année de Master 2 de spécialisation en Astrophysique. Un grand merci à Didier pour l'organisation de l'expédition éclipse au Bénin et à Aude sans qui celle-ci n'aurait pas vu le jour.

Les remerciements ne constituent pas un exercice facile. J'espère n'avoir pas oublié trop de monde. Que ceux qui ne se retrouvent pas ici, et qui s'en sentiraient brimés, acceptent mes excuses les plus sincères.

Finalement, un énorme merci à Maud pour son amour, son soutien, sa patience et aussi pour son "grain de folie"!

Liste des abbréviations

AGIS	Advanced Gamma-ray Imaging System
AGN	Active Galactic Nucleus
CANGAROO	Collaboration of Australia and Nippon for a GAMMA-Ray Observatory in the Outback
CAT	ČERENKOV Array at Themis
CGRO	Compton Gamma-Ray Observatory
CMB	Cosmic Microwave Background
CTA	ČERENKOV Telescope Array
DEE	distribution en énergie des électrons et positrons
DSE	distribution spectrale en énergie
EBL	extragalactic background light
EGEE	Enabling Grids for E-scienceE
EIC	COMPTON inverse externe
FR	FANAROFF-RILEY
FSRQ	flat spectrum radio quasar
GLAST	Gamma-ray Large Area Space Telescope
H.E.S.S.	High Energy Stereoscopic System
HAP	H.E.S.S. Analysis Package
HBL	high-frequency-peaked BL Lac
HEGRA	High Energy Gamma-Ray Astronomy
HST	HUBBLE Space Telescope
IBL	intermediate-frequency-peaked BL Lac
LBL	low-frequency-peaked BL Lac
MAGIC	Major Atmospheric Gamma-Ray Imaging ČERENKOV
MHD	MagnétoHydroDynamique
MHDRG	MagnétoHydroDynamique en Relativité Générale
NAG	Noyau Actif de Galaxie
n.d.l.	nombre de degrés de liberté
NVP	nébuleuses de vent de pulsar
OVV	Optically Violent Variable
PAO	Pierre AUGER Observatory

PM	photo-multiplicateur
QSO	Quasi-Stellar Object
RCUHE	rayons cosmiques d'ultra hautes énergies
RGB	<i>ROSAT</i> -Green Bank
RSN	reste de supernova
RTN	radio télescope de Nançay
RXTE	ROSSI X-ray Timing Explorer
SSC	Synchrotron self-COMPTON
SSRQ	steep spectrum radio quasar
THE	très hautes énergies
VERITAS	Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System
VHE	very high energy
VLBA	Very Long Baseline Array
VLBI	Very Long Baseline Interferometry
VLT	Very Large Telescope

Dans ce manuscrit, ayant été membre de la collaboration High Energy Stereoscopic System (**H.E.S.S.**) pendant ce doctorat, nous nous focaliserons sur l'étude de Noyaux Actifs de Galaxies (**NAG**) observés aux très hautes énergies avec **H.E.S.S.**

Après une introduction sur les **NAG** et l'astrophysique γ aux très hautes énergies au chapitre 1, nous donnerons une brève description du détecteur **H.E.S.S.** et de son prolongement **H.E.S.S. II** au chapitre 2. Puis, nous exposerons les différents mécanismes d'émission des jets relativistes des **NAG** au chapitre 3, en mettant l'accent sur les modèles leptoniques, qui ont fait l'objet principal des études présentées ici.

Au chapitre 4, nous présenterons une étude portant sur la découverte de rayons γ très hautes énergies (**THE**) en provenance de la BL Lac RGB J0152+017 avec **H.E.S.S.** Nous y aborderons une première application simple d'une modélisation leptonique Synchrotron self-COMPTON (**SSC**) stationnaire. De plus, nous traiterons abondamment dans ce chapitre de l'objet PKS 2155–304, présentant des propriétés étonnantes différentes d'une période d'observation à l'autre. En particulier, nous présenterons deux modélisations **SSC** dynamiques des deux éruptions majeures survenues dans cet objet en Juillet 2006.

Au chapitre 5, l'observation de la radio galaxie M 87 en rayons γ **THE** avec **H.E.S.S.** sera présentée. Nous expliquerons cette émission dans le cadre d'un modèle **SSC** stationnaire “multi-blob”, spécialement développé pour interpréter ce rayonnement atypique d'un objet à jet non aligné avec la ligne de visée. Nous y aborderons également la découverte de la radio galaxie Cen A dans le domaine **THE** avec **H.E.S.S.**, établissant ainsi les radio galaxies comme nouvelle classe d'émetteurs au TeV. Nous présenterons une prédiction de l'émission de Cen A aux **THE** dans le cadre **SSC** multi-blob, calculée début 2007 *avant* sa détection au TeV, et nous confronterons nos calculs au spectre déduit des données de **H.E.S.S.**

Enfin, avant de conclure au chapitre 7, nous présenterons au chapitre 6 une étude de l'ensemble des **NAG** connus aux **THE** à ce jour, observés avec différents instruments ČERENKOV, dans le cadre d'une modélisation systématique à l'aide d'un scénario **SSC** stationnaire. Nous présenterons des résultats préliminaires d'études statistiques sur les paramètres de nos modèles et leurs grandeurs dérivées, et nous montrerons que des diagnostics intéressants semblent émerger de cette étude afin de préparer les observations futures menées par le ČERENKOV Telescope Array (**CTA**).

Chapitre 1

Introduction

La science moderne est un admirable monument qui fait honneur à l'espèce humaine et qui compense (un peu) l'immensité de sa bêtise guerrière.

L'Espace prend la forme de mon regard
Hubert REEVES (1932–)

We are just an advanced breed of monkeys on a minor planet of a very average star. But we can understand the Universe. That makes us something very special.

Der Spiegel, 1989
Stephen HAWKING (1942–)

Sommaire

1.1	Les Noyaux Actifs de Galaxies	28
1.1.1	Le bestiaire des Noyaux Actifs de Galaxies	29
1.1.2	Unification des Noyaux Actifs de Galaxies	33
1.1.3	Les blazars	34
1.2	L'Astrophysique γ aux très hautes énergies	36
1.2.1	Le rayonnement ČERENKOV	36
1.2.2	Les détecteurs ČERENKOV	38
1.3	Les sources observées aux très hautes énergies	40
1.4	Le lien multi-messager	44

Il y a quelques années, l'astrophysique a vu s'ouvrir une des dernières fenêtres inexplorées du spectre électromagnétique, celle des γ de très hautes énergies (**THE**) (voir la figure 1.1). L'énergie considérée y est de l'ordre du téra électron-volt (TeV, 10^{12} eV), soit $\sim 10^{-7}$ Joules. Le flux de photons cosmiques reçu sur Terre décroissant avec l'énergie, le nombre de photons reçus par unité de temps et par unité de surface est donc très faible dans le domaine **THE**. Les détecteurs **THE** doivent donc posséder une grande surface collectrice effective, plus grande que ce que l'on est capable d'envoyer dans l'espace. En effet, ces détecteurs doivent avoir une surface de plusieurs dizaines de milliers de mètres carrés. Ce domaine d'énergie reste donc inaccessible aux satellites. Cependant, les photons de hautes énergies étant absorbés par l'atmosphère terrestre, l'espace reste

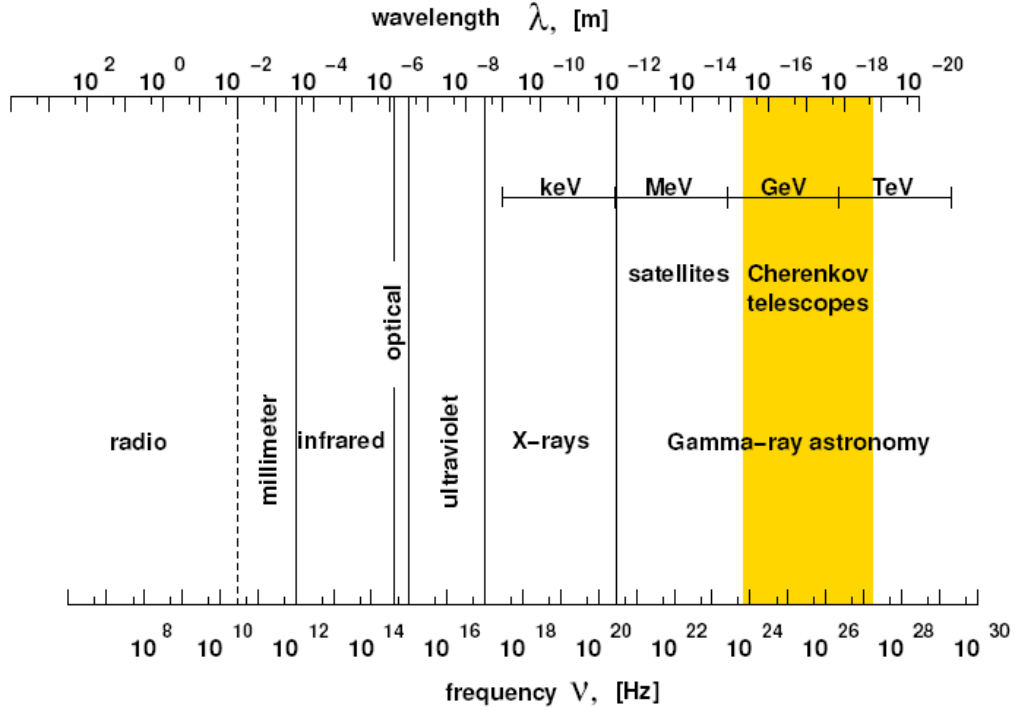


Fig. 1.1: Spectre électromagnétique. Les télescopes ČERENKOV sont des instruments observant les rayons γ depuis le sol.

incontournable pour la détection de photons en-dessous de quelques dizaines de GeV. En ce qui concerne les très hautes énergies, nous verrons au chapitre 2 comment cette absorption par l’atmosphère est essentielle pour nous aider à la détection indirecte de ces photons depuis le sol. Près d’une centaine de sources sont maintenant détectées au TeV grâce à de grands télescopes au sol, parmi elles, divers objets galactiques (restes de supernovæ, nébuleuses de pulsars, systèmes binaires, ...) et un nombre croissant de Noyaux Actifs de Galaxies.

1.1 Les Noyaux Actifs de Galaxies

Il existe, au cœur de certaines galaxies, une importante source d’énergie en plus du rayonnement thermique des étoiles. Cette région particulièrement lumineuse est appelée un Noyau Actif de Galaxie (**NAG**)¹, et se situe au centre de ces galaxies. Ce sont les objets les plus lumineux de l’Univers avec les sursauts γ . Le cœur des **NAG** est si intense ($L_{\text{bol}} \sim 10^{43} - 10^{48} \text{ erg s}^{-1}$ selon les sources) qu’il rayonne parfois plus que la galaxie hôte toute entière. La luminosité en question ici est la luminosité “bolométrique”, qui prend en compte l’ensemble du spectre en énergie des objets, de la radio aux rayons γ .

Les **NAG**, qui constituent environ 10% de l’ensemble des galaxies connues, ont la particularité d’émettre du rayonnement électromagnétique sur une très grande gamme de longueurs d’onde, aussi bien de l’infrarouge qu’aux rayons X. Certains sont aussi de grands émetteurs radio et γ . Pour expliquer les différentes composantes du spectre

¹ *Active Galactic Nucleus* (**AGN**) en anglais. Dans la suite, nous utiliserons l’abréviation française **NAG**.

d'un **NAG**, il faut invoquer un grand nombre de processus physiques d'émission (émission synchrotron dans le domaine radio, processus de comptonisation inverse pour le flux X, émission thermique des poussières dans l'infrarouge). Une autre caractéristique essentielle des **NAG** est leur très grande variabilité, qui s'opère en des temps courts et se jouant donc dans une zone très petite, en général inférieure à 0.1 pc. Le cœur compact des galaxies actives apparaît effectivement comme quasi ponctuel dans les observations. De plus, la plupart présentent des raies larges en émission.

Pour expliquer ces caractéristiques, les modèles de **NAG** supposent la présence d'un trou noir supermassif d'une masse d'un million à quelques milliards de fois la masse du Soleil. Seul un tel trou noir permet en effet de satisfaire les contraintes de dimension (imposée par les variabilités observées) et de masse (imposée par la vitesse du gaz mesurée dans ces régions). De plus, l'accrétion de matière par un trou noir est le phénomène physique le plus efficace, à notre connaissance, pour convertir de l'énergie de masse en rayonnement, atteignant jusqu'à 40% de rendement pour un trou noir en rotation maximale². Les **NAG** abritent donc très vraisemblablement des trous noirs supermassifs dont la masse est comprise entre $M_{\text{BH}} \sim 10^5 M_{\odot}$ et $10^{10} M_{\odot}$. On pense d'ailleurs maintenant que la majorité des galaxies, **NAG** ou non, héberge un trou noir supermassif en leur centre, mais l'activité du trou noir central est trop faible pour être détectable par rapport à la contribution stellaire dans les galaxies autres que les **NAG**.

Par conservation du moment cinétique, la matière tombant vers le trou noir forme un disque, appelé disque d'accrétion. L'énergie gravitationnelle du matériel en accrétion peut être partiellement dissipée sous forme de rayonnement électromagnétique, soit de façon thermique par l'émission du matériel chauffé lors de l'accrétion, soit de façon non thermique (synchrotron, COMPTON inverse), soit par émission de raies atomiques. Le modèle standard historique des disques d'accrétion a été proposé par [Shakura & Sunyaev \(1973\)](#).

Dans certains **NAG**, pour ceux "bruyants" en radio³ en particulier, une partie de l'énergie d'accrétion est de plus évacuée sous forme de deux jets perpendiculaires au disque d'accrétion. Ces jets peuvent atteindre des vitesses d'ensemble relativistes et s'étendent sur des distances gigantesques, bien au-delà de la galaxie hôte, c'est-à-dire sur quelques centaines de kiloparsecs, voire quelques Mpc (voir la figure 1.2).

1.1.1 Le bestiaire des Noyaux Actifs de Galaxies

On distingue énormément de types de **NAG** différents, selon certaines propriétés observées à différentes longueurs d'onde et selon leur luminosité. Suivant la puissance optique ou radio, la morphologie radio, la présence ou non de raies d'émission dans leur spectre optique, etc..., ceci a donné naissance à une classification des **NAG** non pas rationnelle mais historique, faute de mieux, et a engendré toute une zoologie terminologique : quasars⁴, blazars, BL Lacertæ (ou Lacertides), radio galaxies (regroupant les galaxies FR I et FR II selon leur morphologie en ondes radio⁵), galaxies violemment variable en optique⁶, galaxies de SEYFERT, *flat spectrum radio quasar* (**FSRQ**), *steep spectrum radio quasar* (**SSRQ**), ... Les **NAG** ne constituent donc pas une classe

²ceci est valable pour une particule test étant accrétée au niveau de la dernière orbite stable dans le plan équatorial d'un trou noir de KERR (voir l'équation (7.11) de [Frank et al. 2002](#), p. 237)

³de l'anglais *radio loud*. Ces objets constituent environ 15% des **NAG**, soit $\sim 1\%$ des galaxies.

⁴ou encore *Quasi-Stellar Object* (**QSO**).

⁵**FR** signifiant FANAROFF-RILEY, selon les travaux de [Fanaroff & Riley \(1974\)](#).

⁶*Optically Violent Variable* (**OVV**) en anglais.

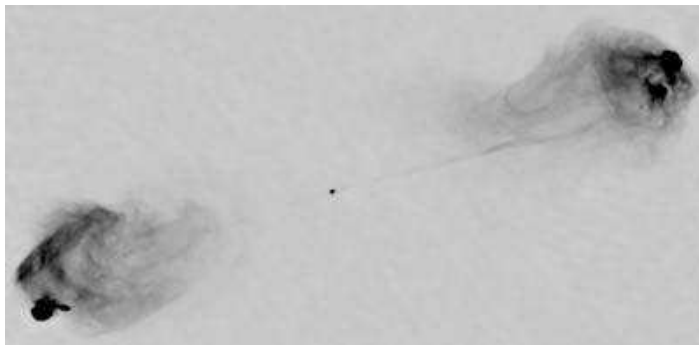


Fig. 1.2: Cygnus A, un exemple caractéristique de radio galaxie puissante de type **FR II**. On distingue très bien les jets s'étendant sur de grandes distances de part et d'autre de la galaxie hôte, que l'on voit au centre de l'image, ainsi que les lobes radio proéminents créés par l'interaction du jet relativiste avec le milieu intergalactique ambiant. Les jets de cet objet s'étendent sur environ 100 kpc.

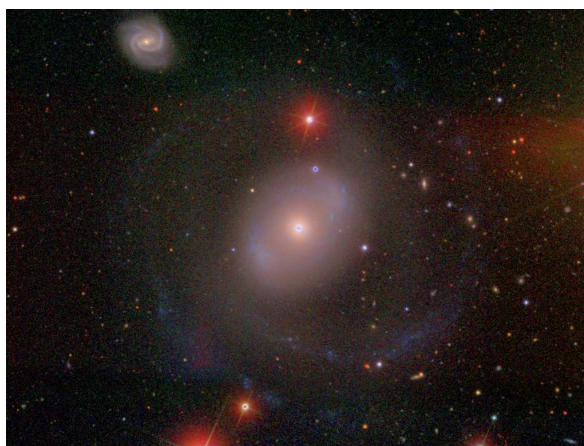


Fig. 1.3: NGC 4151, un exemple typique de galaxie de SEYFERT de type 1. Cette galaxie s'étend sur une trentaine de kiloparsecs.

homogène d'objets, et les propriétés observées à différentes longueurs d'onde peuvent différer énormément.

Ainsi, par exemple, les **OVV** sont des galaxies présentant des variations de flux très importantes en bande optique, comme leur nom l'indique. Dans le cas des quasars et des galaxies de SEYFERT, des raies d'émission larges dominent le fond continu thermique de leur spectre en bandes optique et UV. Les SEYFERT elles-mêmes se décomposent en deux catégories : celles présentant des raies en émission larges et étroites, les SEYFERT de type 1 (voir la figure 1.3), et celles à raies en émission étroites uniquement, les SEYFERT 2. En outre, l'émission du continuum est de faible intensité dans les SEYFERT 2, alors qu'elle est intense pour les SEYFERT 1. Dans ces **NAG**, la galaxie hôte est assez aisément visible, ce qui n'est pas le cas pour les **QSO** par exemple.

De même, on peut décomposer les radio galaxies selon le même critère : les NLRG⁷ sont le pendant radio bruyant des SEYFERT 2, tandis que les BLRG⁸ sont analogues aux SEYFERT 1. Ainsi, on associe des régions spécifiques dans le système hôte : la

⁷ *narrow-lines radio galaxy* en anglais.

⁸ *broad-lines radio galaxy* en anglais.

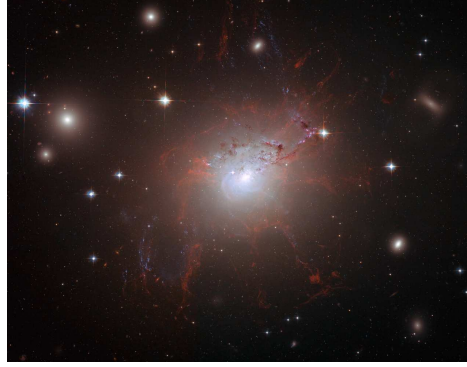


Fig. 1.4: NGC 1275, une galaxie active complexe. Cette source vient d’ailleurs d’être détectée en rayons γ de hautes énergies par l’instrument *Fermi*/LAT (Abdo et al. 2009a).

BLR⁹ pour la région d’émission des raies larges, et la NLR¹⁰ pour la région d’émission des raies étroites.

Les BL Lac, quant à elles, ne présentent généralement peu ou pas de raies d’émission, et lorsque certaines sont détectables, leur intensité est si faible, relativement au continuum, qu’il est souvent difficile de déterminer leur décalage vers le rouge avec certitude. La distance des BL Lac est donc généralement difficile à établir avec précision. Ces objets partagent les propriétés de l’objet BL Lacertæ, qui a donné son nom à cette classe d’objets.

Outre cela, il faut également considérer les propriétés polarimétriques de ces objets. Ainsi, tous les NAG radio bruyants émettent un rayonnement polarisé en radio. Les BL Lac et les FSRQ présentent en général une émission fortement polarisée en optique. Cependant, les SEYFERT ne sont pas en reste et leur continuum présente également une émission optique polarisée, quoique moins intense par rapport aux précédents.

En ce qui concerne les quasars, ce sont des objets plus brillants que les SEYFERT ou les blazars, intrinsèquement très puissants et qui, avec les sursauts¹¹ γ , comptent parmi les objets les plus lointains détectables actuellement¹².

Pour finir, la nature est encore plus complexe que cela, et beaucoup de sources présentent des caractéristiques mélangeant des propriétés de différentes classes d’objets. Il en va ainsi par exemple pour le NAG NGC 1275 (voir la figure 1.4). Cet objet a ainsi été classé à la fois comme SEYFERT 1.5 à cause de la présence de raies d’émission en optique (Shields & Oke 1975), et comme blazar à cause de la variabilité rapide et intense du continuum et de sa polarisation (voir par exemple Véron 1978).

On considère désormais les BL Lac comme appartenant à une catégorie plus large d’objets, appelés collectivement “blazars”¹³, regroupés avec les OVV. Les blazars sont les objets les plus puissants et les plus extrêmes observés, que ce soit de par l’énergie maximale des photons émis ou leur variabilité rapide. On a originellement pensé que ces objets étaient des étoiles variables irrégulières¹⁴, jusqu’en 1968 où, par exemple, Schmitt (1968) a découvert une puissante source radio coïncidente à la position de l’objet BL Lac.

⁹pour *broad-lines region*.

¹⁰pour *narrow-lines region*.

¹¹ γ -ray bursts (GRB) en anglais.

¹²hormis le *Cosmic Microwave Background* (CMB), naturellement !

¹³le verbe *to blaze* signifiant “resplendir, flamber” en anglais.

¹⁴c’est-à-dire variables, mais dont la variation de flux en fonction du temps ne présente pas de périodicité.

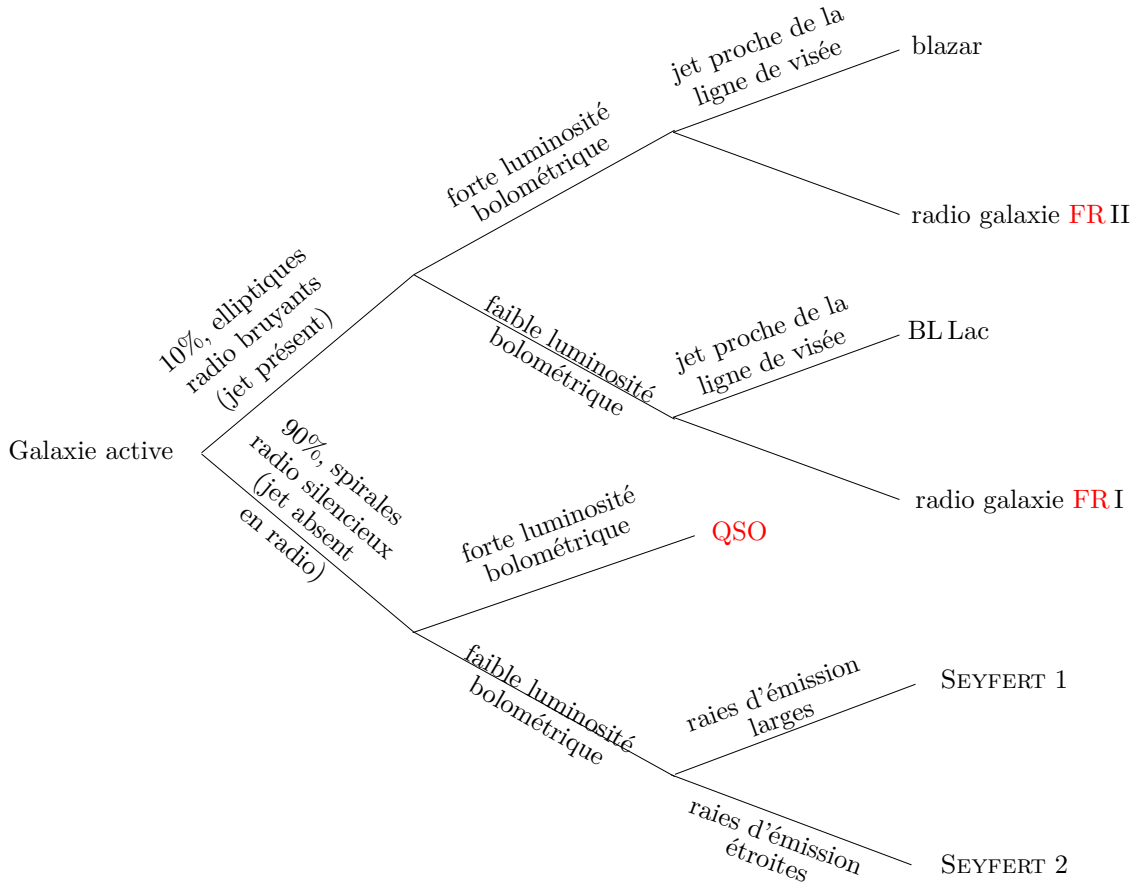


Fig. 1.5: Diagramme synthétisant le bestiaire des **NAG**. Certaines catégories ne sont pas représentées dans ce schéma. En effet, le schéma d'unification des **NAG** a ses limites, et une unification complète des **NAG** ne repose vraisemblablement pas uniquement sur l'orientation des jets. Ainsi, par exemple, les **FSRQ** et **SSRQ** sont des radio galaxies **FR II** mais dont le jet est orienté vers l'observateur.

L'origine extragalactique de cet objet fut confirmée avec la détection d'une galaxie sous-jacente (Pigg & Cohen 1971; Oke & Gunn 1974). Suite à la découverte de mouvements superluminiques dans ce type d'objets, il apparut clair dans les années 1980 que les blazars devaient posséder un jet relativiste orienté selon une direction proche de notre ligne de visée¹⁵ (voir par exemple Porcas 1983). En effet, lorsque l'axe des jets est aligné avec la ligne de visée, la luminosité est amplifiée par effet relativiste (voir le chapitre 3) et on a alors affaire à un blazar. Pour la petite histoire, le mot “blazar” a été introduit en 1978 par Ed SPIEGEL lors du banquet de la conférence sur les BL Lac à Pittsburgh, pour dénoter la combinaison des deux classes d'objets **FSRQ** et BL Lac. La légende veut aussi que ce mot résulterait de la contraction entre “quasar” et “bazar”, dénotant ainsi la complexité et la diversité des **NAG**.

Nous avons tenté de résumer la situation dans un diagramme pédagogique que l'on peut trouver sur la figure 1.5. Toutefois, la réalité n'est naturellement pas aussi simple, et, comme on l'a déjà mentionné, des objets peuvent présenter des caractéristiques communes à différentes classes. Il est ainsi difficile de définir une distinction claire entre les BL Lac et les blazars par exemple. De plus, toutes les catégories de **NAG**

¹⁵et, par effet géométrique, ce jet est alors très difficile à résoudre spatialement. C'est pourquoi on a longtemps pris les blazars pour des étoiles variables irrégulières.

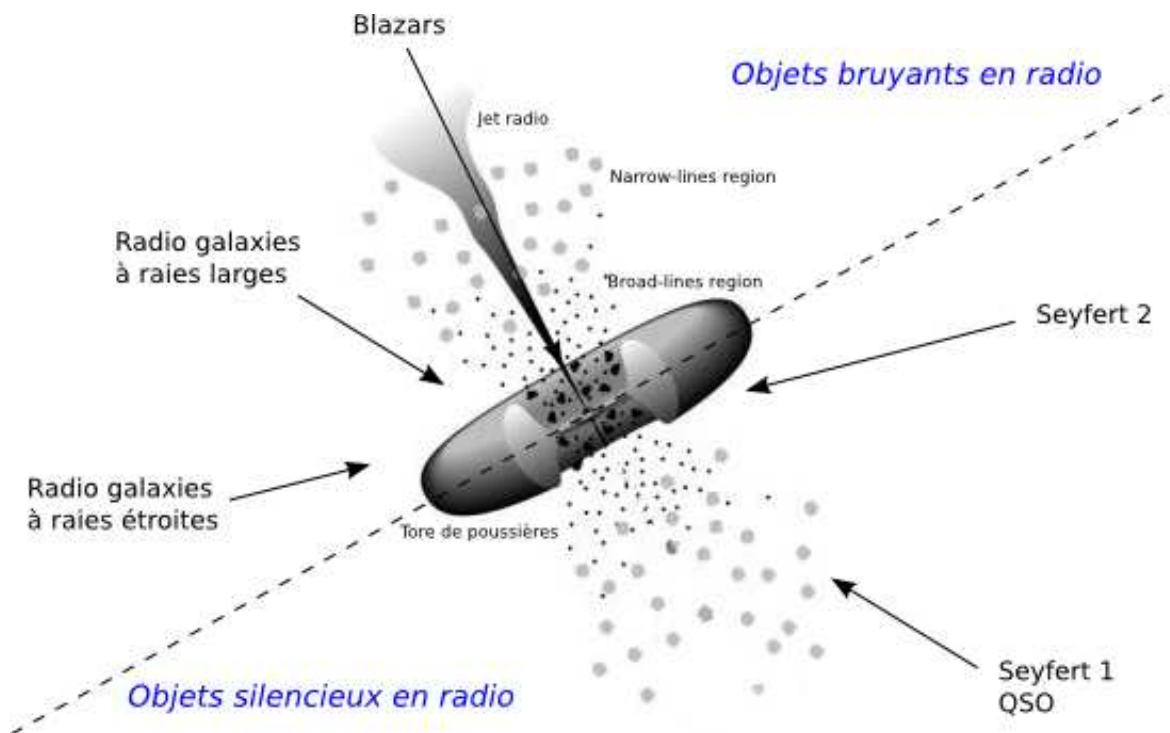


Fig. 1.6: Schéma d'unification des NAG. Adapté de Urry & Padovani (1995).

ne sont pas représentées dans cette figure, comme les ULIRG (*ultra luminous infrared galaxies*) ou les LINER (*low ionization narrow emission line regions*) par exemple.

1.1.2 Unification des Noyaux Actifs de Galaxies

On a donc vu que, parmi les critères de classification existants, on peut en particulier ranger tous ces objets en deux grandes catégories d'après leurs caractéristiques en radio : les galaxies "bruyantes" et les galaxies "calmes" en radio¹⁶. Un NAG est classé comme étant bruyant en radio si le rapport de son flux en radio par rapport à son flux en optique est supérieur à 10 : $F_{5\text{ GHz}}/F_{\text{opt}} > 10$.

Depuis quelques années, il a été proposé que tous ces NAG différents soient en fait issus de la même population parente. En effet, différentes orientations de ces objets par rapport à la ligne de visée donneraient des signatures observationnelles très différentes, mais le moteur central au cœur de ces sources serait identique.

En se basant sur les différentes largeurs des raies d'émission observées dans les galaxies actives, et en particulier dans les galaxies de SEYFERT, Antonucci (1983) a proposé un schéma unifié des NAG : ces différents types de NAG seraient de même nature, mais observés selon des angles de vue différents (voir aussi Antonucci 1993). Urry & Padovani (1995) ont peaufiné ce schéma unifié géométrique pour les différents types de NAG bruyants en radio, c'est-à-dire ceux possédant des jets proéminents et/ou des lobes radios (voir la figure 1.6). Il reste cependant une dichotomie entre les NAG calmes et les objets bruyants en radio, les seconds comportant un jet alors que les premiers n'en ont pas.

¹⁶de l'anglais *radio quiet*.

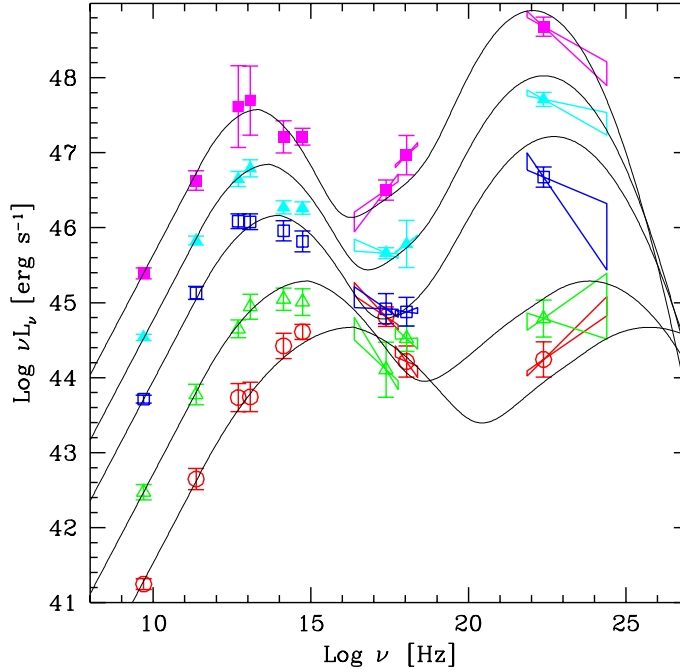


Fig. 1.7: La séquence des blazars de Fossati et al. (1998). Extrait de Fossati et al. (1998).

1.1.3 Les blazars

La distribution spectrale en énergie (DSE) des blazars et des BL Lac présente de manière générale une structure bimodale. Une première composante, piquant, en représentation νF_ν , entre la bande optique et les rayons X selon les objets, est due au rayonnement synchrotron (voir le chapitre 3) de leptons présents au niveau du cœur actif ou dans le jet. Une seconde composante est également présente, piquant entre le MeV et les THE selon la source, et est de nature plus controversée. Nous verrons au chapitre 3 que le rayonnement associé peut être de nature leptonique ou hadronique.

Les BL Lac elles-mêmes se subdivisent en plusieurs catégories. En observant un grand nombre de BL Lac, Fossati et al. (1998) ont réussi à mettre en évidence différentes propriétés spectrales, au sens du continu multi-longueurs d'onde, au sein de ces objets. Ainsi, les *low-frequency-peaked BL Lac* (LBL) sont des BL Lac de relativement forte luminosité, et les composantes de leur DSE piquent à relativement basses fréquences. Les *high-frequency-peaked BL Lac* (HBL), quant à elles, sont moins lumineuses, au sens bolométrique, et leur DSE pique à plus hautes fréquences. Enfin, les *intermediate-frequency-peaked BL Lac* (IBL) sont des objets intermédiaires entre les LBL et les HBL. Cependant cette séquence des blazars, en tant que telle, est actuellement remise en question. Nous y reviendrons plus loin au chapitre 6.

Au début de la mise en service des télescopes ČERENKOV de seconde génération (voir la section 1.2.2), le satellite *Compton Gamma-Ray Observatory* (CGRO) avait détecté une soixantaine de ces blazars au GeV avec son instrument EGRET (Hartman et al. 1999), mais la sensibilité trop faible des détecteurs aux THE les rendaient pour la plupart indétectables au TeV. Ces sources sont très variables, et on ne les voyait que lors

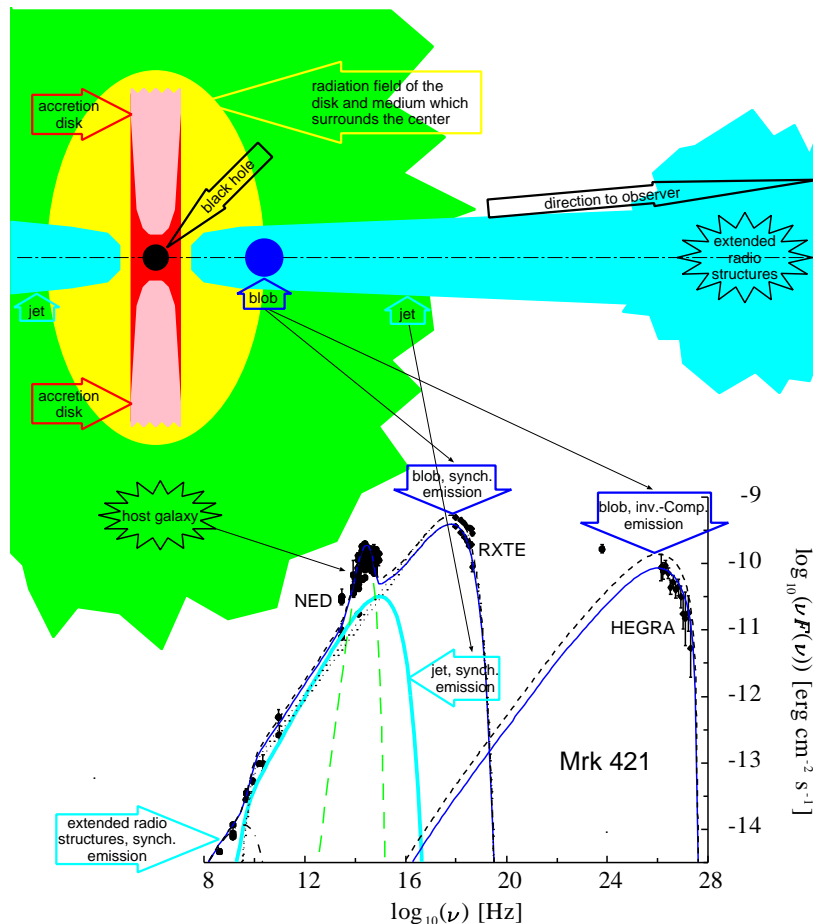


Fig. 1.8: Schéma résumant le modèle à deux zones de Sol et al. (1989), montrant les régions responsables du rayonnement aux différentes longueurs d'onde sur l'exemple de Mrk 421. Crédits : K. KATARZYŃSKI.

d'intenses éruptions. L'expérience High Energy Stereoscopic System (**H.E.S.S.**) arrive maintenant à détecter des blazars même en-dehors de leur période d'éruption, comme pour PKS 2155-304 (Aharonian et al. 2005a, et voir le chapitre 4). Comme nous le verrons au chapitre 5, **H.E.S.S.** a même détecté les radio galaxies M 87 et Cen A, dont le jet n'est pas aligné avec la ligne de visée. Ceci permet d'espérer pouvoir observer au TeV toute une nouvelle gamme de sources.

Les jets des **NAG** radio bruyants, observés en radio à l'échelle du kiloparsec, montrent l'existence de mouvements d'ensemble faiblement relativistes, caractérisés par des facteurs de LORENTZ¹⁷ modérés, de l'ordre de $\Gamma \sim 5$. En revanche, des observations radio Very Long Baseline Interferometry (**VLBI**) mettent en évidence des mouvements apparemment superluminiques (voir le chapitre 3) dans les parties internes des jets, à l'échelle du parsec par rapport à l'engin central. De plus, les observations aux plus hautes fréquences révèlent également une variabilité dans les parties internes de ces objets sur des échelles de temps telles, que les facteurs de LORENTZ mis alors en jeu doivent être bien plus importants que ceux des jets radio. Ceci a amené Sol et al. (1989) à lever cette contradiction apparente, en proposant que les jets des **NAG** comportent en fait une double structure : un jet étendu, très ouvert, est lancé par l'engin central

¹⁷le facteur de LORENTZ est défini par : $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, où $\beta = v/c$, v est la vitesse d'ensemble des particules et c la vitesse de la lumière.

et se propage sur de grandes distances à une vitesse moyennement relativiste. Ce jet étendu rayonne à basses fréquences dû au processus synchrotron des leptons le composant. À l'intérieur de ce jet étendu, un faisceau de particules relativistes, injecté avec une vitesse d'ensemble bien plus importante que le jet étendu, est responsable du rayonnement aux plus hautes fréquences et de sa variabilité (voir la figure 1.8).

1.2 L'Astrophysique γ aux très hautes énergies

Notre connaissance des **NAG** aux **THE** a pris un essor considérable avec l'avènement des télescopes imageurs atmosphérique à effet ČERENKOV. Bien que les photons γ **THE** soient absorbés dans l'atmosphère¹⁸, on peut tirer partie de leurs interactions avec celle-ci pour détecter le rayonnement de processus secondaires *depuis le sol*, et être quand même capable de détecter la signature indirecte de l'arrivée d'un photon γ **THE** (voir le chapitre 2). L'atmosphère est ainsi utilisée comme énorme calorimètre et fait donc partie du système instrumental.

De fait, les photons γ **THE** ne sont pas détectés directement par les instruments ČERENKOV au sol, qui ne font que sonder le ciel en quête de l'ultime signature, véritable champ du cygne, des photons γ **THE** absorbés dans l'atmosphère. Ainsi, on peut citer ici Trevor WEEKES, véritable pionnier de l'astrophysique γ ČERENKOV, qui, lors de sa présentation introductive au 4^e symposium international γ 08 sur l'Astronomie γ à Heidelberg en Juillet 2008, a déclaré (Weekes 2008) :

“ With the current emphasis on ‘green’ technology it is perhaps worth noting that the detection of high energy particles using their secondary emissions in the atmosphere is inherently a ‘green’ technique since in no way is the natural path of γ ray, destined to cross the wilderness of interstellar and perhaps intergalactic space and end its life by collision with an air molecule, disturbed. The γ ray is not even aware it has been detected! In contrast the highly technical γ -ray space telescope must intercept, and destroy, the primary γ ray in its complex silicon layers ; it thus ends its life prematurely and catastrophically and never completes its original destiny.”

Ainsi, dans le contexte actuel de prise de conscience écologique à l'échelle mondiale, on peut souligner le fait que l'Astronomie γ aux **THE** est basée sur une méthode de détection “verte”, étant indirecte !

1.2.1 Le rayonnement Čerenkov

Mais expliquons d'abord comment ces photons γ **THE** engendrent cette fameuse lumière secondaire, indispensable à leur détection depuis le sol.

Lorsqu'une particule chargée se déplace dans un milieu avec une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu, elle génère un rayonnement (voir par exemple Rybicki & Lightman 1979, p. 233), appelé *rayonnement ČERENKOV*, du nom de Pavel A. ČERENKOV qui a été le premier à caractériser rigoureusement cet effet et a obtenu le Prix NOBEL en 1958.

Lorsqu'une particule chargée traverse un milieu diélectrique d'indice de réfraction n , elle perturbe le champ électromagnétique des atomes constituant le milieu. Les

¹⁸et bien heureusement pour nous !

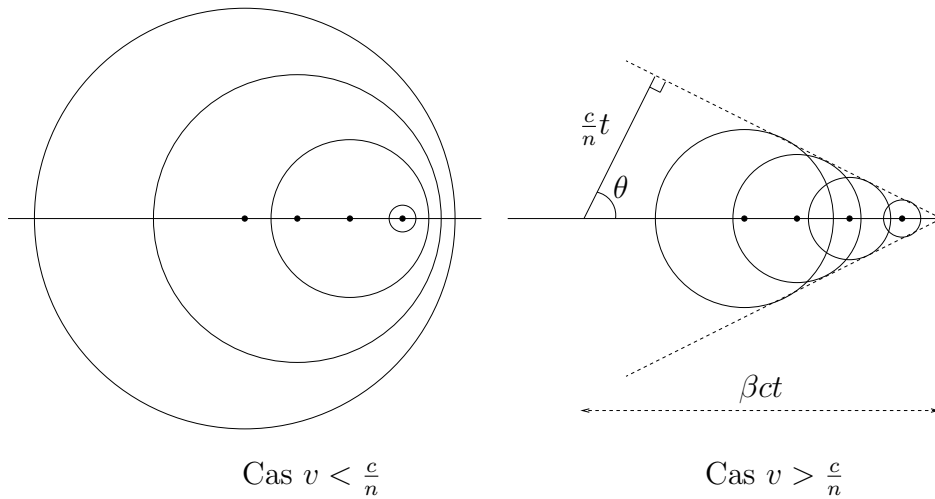


Fig. 1.9: Propagation de fronts d'ondes générés par une particule se déplaçant à la vitesse v dans un milieu diélectrique.

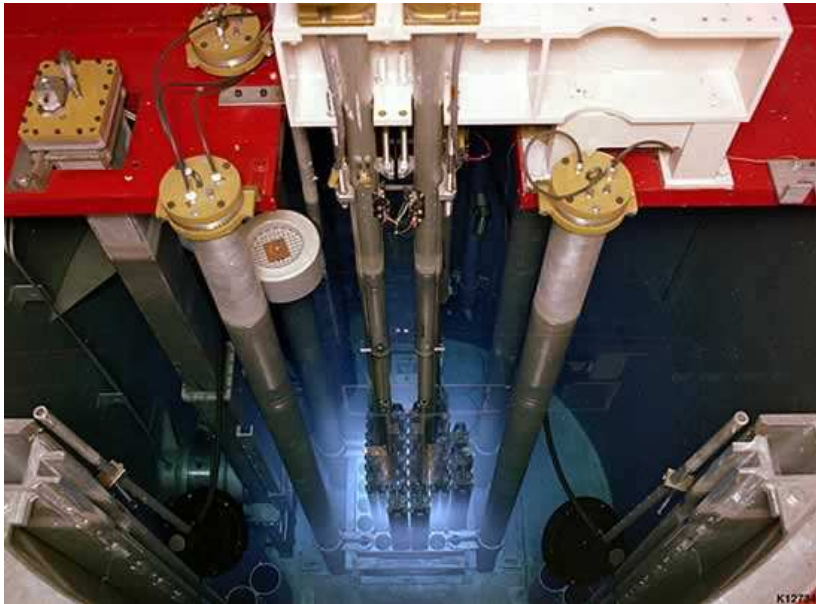


Fig. 1.10: Cœur d'un réacteur nucléaire. L'émission bleutée ČERENKOV y est clairement visible. L'épaisseur d'eau entre le cœur et le photographe est suffisante pour assurer la protection de celui-ci du rayonnement du cœur. Crédits : United States Department of Energy.

électrons des atomes sont alors polarisés, à cause des attractions et répulsions coulombiennes. Après le passage de la particule, le milieu émet des photons en se relaxant. Dans le cas classique, les photons émis subissent une interférence destructive et aucun effet n'est visible. Cependant, lorsque la particule chargée est assez rapide, ces interférences deviennent constructives et l'effet devient visible (voir la figure 1.9). Cet effet est en fait analogue au passage du mur du son par un avion.

En un temps t , la particule chargée parcourt une distance βct , où $\beta = v/c$ avec v la vitesse de la particule. Pendant le même temps, les ondes électromagnétiques engendrées par le passage de la particule chargée parcourent une distance $\frac{c}{n}t$. Par trigonométrie, on en déduit donc un angle, dit *angle ČERENKOV*, décrivant le cône d'émission :



Fig. 1.11: Le télescope Whipple.

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (1.1)$$

où θ est l'angle ČERENKOV caractéristique du cône. Puisque $\cos \theta < 1$ et $v/c < 1$, il s'en suit que cette émission est produite pour :

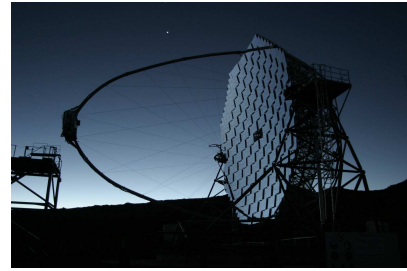
$$\frac{c}{n} < v < c \quad (1.2)$$

Ce rayonnement peut aussi être observé dans des réacteurs nucléaires : lorsque des particules légères chargées sont créées lors de réactions nucléaires, celles-ci se déplacent plus vite que la vitesse de la lumière dans l'eau servant à refroidir le réacteur. Il s'ensuit une émission ČERENKOV clairement visible à l'œil nu, comme on le voit sur la figure 1.10.

1.2.2 Les détecteurs Čerenkov

L'un des premiers détecteurs atmosphériques ČERENKOV est Whipple (voir la figure 1.11), un télescope de 10 m de diamètre, situé en Arizona aux États-Unis, mis en place en 1983 et toujours en opération actuellement. Ce télescope a permis de détecter la toute première source fermement découverte aux **THE**, la nébuleuse du Crabe (Weekes et al. 1989). Le premier objet extragalactique découvert aux **THE**, le blazar Mrk 421 (Punch et al. 1992), a lui aussi été détecté par Whipple. Cet instrument, doté d'une caméra ayant évolué de 7 photo-multiplicateurs (**PM**) à 107 **PM**, a été l'un des instruments pionniers de la première génération d'imageurs ČERENKOV.

La collaboration ČERENKOV Array at Themis (**CAT**) a conçu un télescope à imagerie ČERENKOV atmosphérique dans le sud de la France, comprenant une caméra bien plus complexe, dotée de 600 **PM** et d'une électronique ultra-rapide. Cette caméra a constitué la force de cet instrument qui, avec un réflecteur de 5 m seulement, égalait en performances l'instrument Whipple. La collaboration High Energy Gamma-Ray



(a) Le système stéréoscopique **H.E.S.S.** constitué de 4 télescopes. (b) Le télescope de 17 m de **MAGIC**.



(c) Deux des quatre télescopes de **VERITAS**. (d) Le système **CANGAROO**.

Fig. 1.12: Photos des quatre instruments majeurs à imagerie ČERENKOV actuels.

Astronomy (**HEGRA**), quant à elle, avait misé sur un système combinant plusieurs télescopes situés aux îles Canaries, comprenant des caméras moins complexes que **CAT**, mais qui, bénéficiant de la technique stéréoscopique, a également atteint de très bonnes performances. Ces instruments faisaient partie de la seconde génération d'imageurs ČERENKOV.

La troisième génération d'instruments ČERENKOV combine maintenant le savoir-faire acquis sur les caméras ultra-rapides sophistiquées et la stéréoscopie. Il existe aujourd'hui quatre grands réseaux majeurs d'imageurs ČERENKOV :

- High Energy Stereoscopic System (**H.E.S.S.**), dont il est question ici, opère quatre télescopes de 13 m de diamètre, que nous décrirons un peu plus en détails au chapitre 2 (voir la figure 1.12(a)) ;
- Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System (**VERITAS**) situé en Arizona, sur le site de Whipple. Ce système est également constitué de quatre télescopes (voir la figure 1.12(c)) ;
- Collaboration of Australia and Nippon for a Gamma-Ray Observatory in the Outback (**CANGAROO**) est une collaboration australo-japonaise et opère également quatre télescopes en Australie (voir la figure 1.12(d)). Malheureusement, deux de ces télescopes ont subi des avaries ;
- Major Atmospheric Gamma-Ray Imaging ČERENKOV (**MAGIC**) situé dans les îles Canaries, opérant jusqu'à il y a peu un télescope unique de 17 m de diamètre. Ce grand diamètre permet d'abaisser le seuil en énergie. Depuis quelques mois, la construction d'un second télescope de 17 m de diamètre est terminée, et celui-ci est maintenant en cours de mise en service (voir la figure 1.12(b)).

Le tableau 1.1 présente les performances de ces principaux télescopes ČERENKOV, où N_{tel} est le nombre de télescopes de chaque expérience, A est la surface effective

Tab. 1.1: Performances des principaux télescopes ČERENKOV actuellement en service. La deuxième colonne donne l’altitude des différents sites d’observation, N_{tel} est le nombre de télescopes par expérience, A correspond à la surface utile des détecteurs, Ω est le champ de vue et E_S donne une indication du seuil en énergie atteignable par ces instruments. La dernière colonne indique la limite en sensibilité en fonction du flux de la nébuleuse du Crabe pour une détection à 5σ en 50 h d’observation.

Expérience	Alt. (km)	N_{tel}	A (m ²)	Ω (°)	E_S (GeV)	% Crabe
H.E.S.S.	1.8	4	428	5	100	0.7
VERITAS	1.3	4	424	3.5	100	1
MAGIC	2.2	1	236	3.5	50	1.6
CANGAROO	0.1	3 (4)	172 (230)	4	400	10

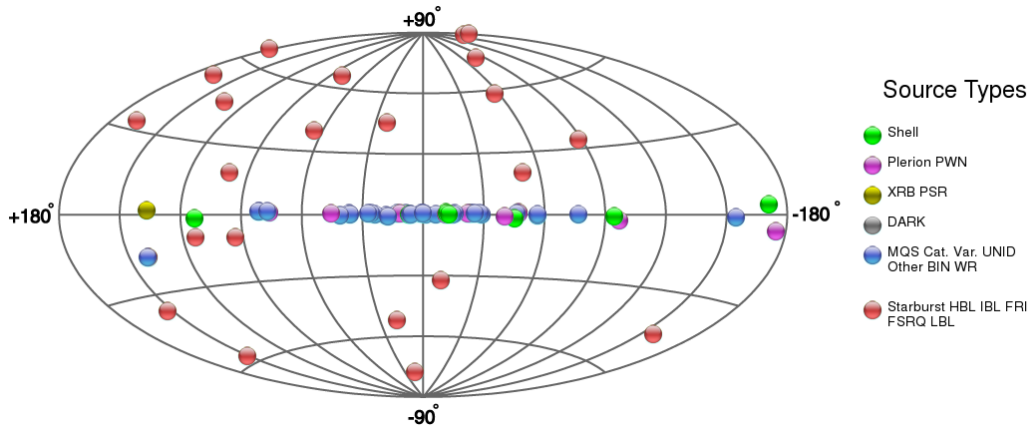


Fig. 1.13: La carte du ciel aux très hautes énergies, au 21/06/2009. Crédits : TeVCat.

totale, Ω est le champ de vue, et E_S est l’énergie seuil typique. En astrophysique des hautes énergies, la nébuleuse du Crabe représente la source de référence et sert à la calibration de nombreux instruments. Cette source est généralement la plus brillante du ciel aux hautes énergies¹⁹, et sa densité de flux aux **THE** est $F(E > 1 \text{ TeV}) = 2 \times 10^{-11} \text{ phot cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Dans la dernière colonne du tableau 1.1, nous donnons une indication de la sensibilité atteinte par ces instruments correspondant à une détection à 5σ en 50 h d’observation, en fonction du flux de la nébuleuse du Crabe.

1.3 Les sources observées aux très hautes énergies

Bien que jeune, l’astrophysique γ aux très hautes énergies comporte de nombreux objets d’étude, et couvre aussi un large panel de thématiques astrophysiques. On peut déjà voir sur la figure 1.13 la carte du ciel aux **THE**, illustrant la diversité des objets détectés. Nous allons présenter brièvement ici le type de sources étudiées, ainsi que les enjeux scientifiques associés, en les illustrant à travers quelques résultats obtenus avec l’instrument H.E.S.S.

Ainsi, la collaboration H.E.S.S. a entrepris un large relevé du plan Galactique (voir la figure 1.14, et Aharonian et al. 2005b, 2006a). Ce relevé a permis entre autre de détecter de nombreuses sources galactiques sans contreparties identifiées dans les autres

¹⁹sauf lors d’observations d’éruptions intenses dans certains **NAG**, pendant lesquelles leur flux peut excéder celui du Crabe.

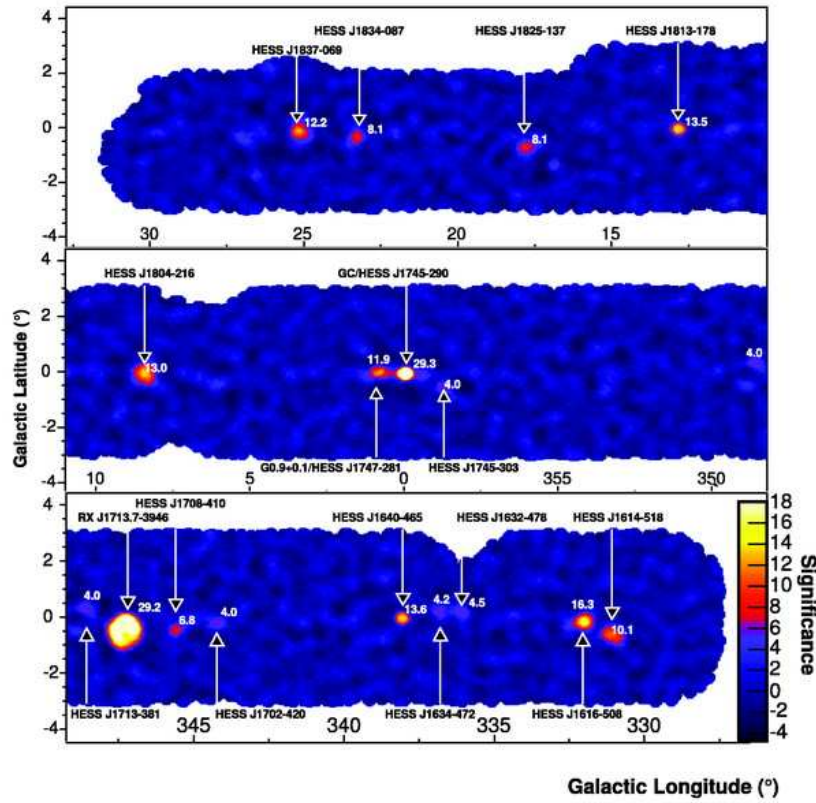


Fig. 1.14: Carte en niveau de confiance obtenue avec **H.E.S.S.** pendant le premier relevé du plan Galactique en 2004. Extrait de [Aharonian et al. \(2006a\)](#).

domaines d'énergie ([Aharonian et al. 2005c, 2008a, 2009a](#)). Ces sources semblent se comporter comme des accélérateurs “sombres” rayonnant uniquement aux **THE**, et l'origine de ce comportement atypique reste un mystère à ce jour. Lors de ce relevé, **H.E.S.S.** a aussi détecté une émission ponctuelle accompagnée d'une émission diffuse aux alentours du plus proche trou noir supermassif, le centre Galactique ([Aharonian et al. 2004a, 2008b](#)). Cette émission diffuse semble être corrélée à l'émission radio du traceur moléculaire CN des nuages moléculaires dans cette région, suggérant que des particules relativistes interagissent avec ces nuages ([Aharonian et al. 2006d](#)).

Des observations de restes de supernovæ (**RSN**) en coquille ont aussi conduit à la première cartographie d'une source étendue en rayons γ **THE** avec la détection de RXJ 1713.7-3946 ([Aharonian et al. 2004b](#)). D'autres **RSN** en coquille ont également été détectés, comme RX J0852.0-4622 (peut-être plus connu sous le nom de Vela Junior, [Aharonian et al. 2005d](#)), RCW 86 ([Aharonian et al. 2009b](#)), ou peut-être encore le candidat CTB 37B ([Aharonian et al. 2008c](#)) dont l'association entre la source d'émission γ **THE** et le **RSN** en coquille n'est pas encore fermement établie. Le rayonnement des **RSN** peut aussi interagir avec les nuages moléculaires voisins, donnant également naissance à une émission au TeV. Ainsi, ce type de processus semble avoir été identifié par exemple dans W 28 (G6.4-0.1 [Aharonian et al. 2008d](#)) ou encore dans HESS J1745-303 ([Aharonian et al. 2008e](#)).

Les pulsars eux-mêmes peuvent être des émetteurs au **THE**, suite à l'accélération centrifuge de leptons dans la magnétosphère du pulsar, ou par accélération dans les forts champs électriques induits au voisinage de celui-ci (voir par exemple [Goldreich & Julian 1969](#)). Ainsi, on peut noter que la collaboration **MAGIC** a découvert pour la

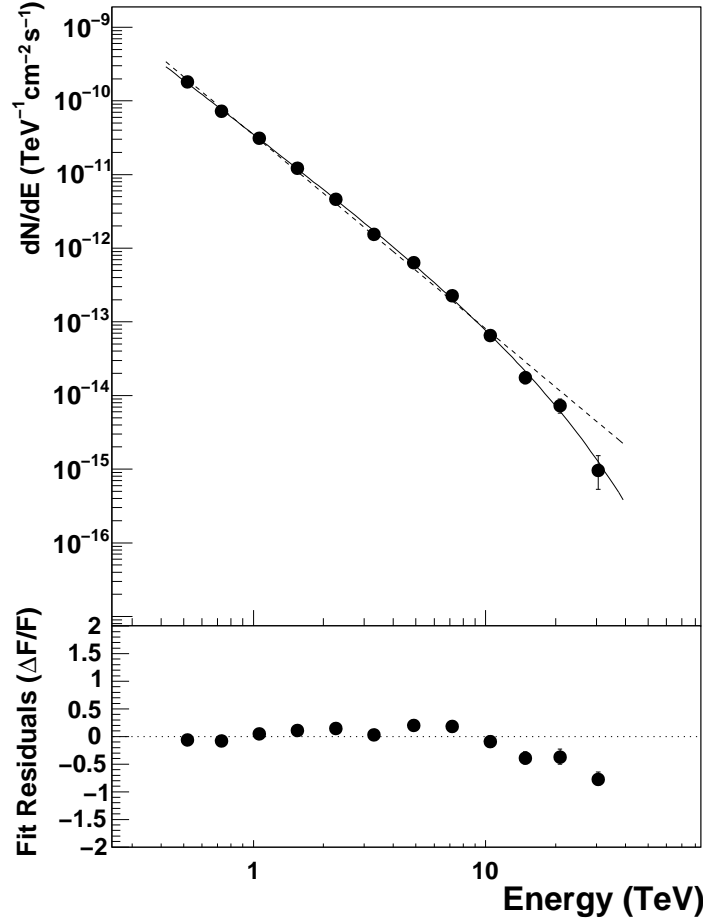


Fig. 1.15: Le spectre **THE** de la nébuleuse du Crabe observé par **H.E.S.S.** Le panneau du bas représente les résidus par rapport à un ajustement en loi de puissance du spectre (courbe tiretée dans le spectre). On voit donc clairement que ce spectre est courbé aux **THE** (courbe pleine dans le spectre). Extrait de [Aharonian et al. \(2006b\)](#).

première fois l'émission γ **THE** pulsée d'un pulsar, celui du Crabe ([Aliu et al. 2008](#)).

Les nébuleuses de vent de pulsar (**NVP**), aussi appelés “plérions”, sont également des bons candidats à une émission γ au TeV. En effet, le vent éjecté par le pulsar central interagit avec le milieu environnant, créant ainsi une onde de choc qui va engendrer un rayonnement non-thermique. Première source découverte aux **THE**, la nébuleuse du Crabe est l'archétype des **NVP**, et constitue la chandelle standard en Astrophysique des hautes énergies, des rayons X aux γ **THE**. Toutes les expériences ČERENKOV se calibrent sur cet objet, dont le spectre mesuré par **H.E.S.S.** est présenté sur la figure 1.15. Parmi d'autres **NVP** étudiées au TeV avec **H.E.S.S.**, on peut citer PSR J1913+1011 ([Aharonian et al. 2008f](#)), PSR B1706–44 ([Aharonian et al. 2005e](#)), MSH 15–52 ([Aharonian et al. 2005f](#)), ou encore G 18.0–0.7 ([Aharonian et al. 2005g](#)).

Trois systèmes binaires ont également été détectés dans le domaine **THE** : PSR B1259-63 ([Aharonian et al. 2005h](#)) et LS 5039 ([Aharonian et al. 2006c](#)) par **H.E.S.S.**, ainsi que LS I +61°303 par **MAGIC** ([Albert et al. 2006a, 2009](#)) et **VERITAS** ([Acciari et al. 2008a](#)). Ces objets sont constitués d'un pulsar tournant autour d'une étoile massive. Lorsque le pulsar passe au périastre, c'est-à-dire au plus près de son compagnon, le choc entre le rayonnement du pulsar et le vent stellaire de l'étoile massive donne naissance à une émission γ **THE**. On observe alors une émission modulée liée à la

période orbitale du système. On pense également que ces objets pourraient être des microquasars, l’objet compact pouvant accréter de la matière de son compagnon et l’éjecter sous forme de jets.

Les amas globulaires constituent également une cible de recherche de rayons γ **THE**. En effet, ces amas abritent un grand nombre de pulsars ayant une période de l’ordre de la milli-seconde. Les vents de pulsars peuvent rayonner individuellement aux **THE** comme on vient de l’expliquer, et on recherche alors aux **THE** une signature collective de ces **NVP** dans les amas globulaires. On peut citer par exemple la recherche d’une telle émission dans l’amas globulaire 47 Tucanae par **H.E.S.S.** ([Aharonian et al. 2009c](#)), qui n’est pas détecté mais a permis de poser une limite supérieure sur sa densité de flux assez contraignante pour les modèles d’émission de ces objets. Les amas stellaires jeunes peuvent aussi être des sources potentielles d’émission γ **THE**, dans lesquels ces photons γ peuvent être créés au niveau de chocs entre vents stellaires importants des étoiles jeunes. Ainsi, **H.E.S.S.** a détecté une émission γ **THE** d’un tel amas, Westerlund 2 ([Aharonian et al. 2007a](#)).

Les sursauts γ sont aussi des candidats au TeV. Toutefois, ces objets sont généralement très lointains et leur rayonnement pâtit aux **THE** d’une absorption intergalactique (cf. ci-dessous), et de plus leur densité de flux aux hautes énergies décroît très rapidement avec le temps. Il faudrait donc avoir une mesure rapide du décalage vers le rouge de ces objets, pour se limiter aux objets suffisamment proches, et être capable de pointer rapidement nos instruments dans la bonne direction pour espérer détecter un signal. En ces circonstances, aucun sursaut γ n’a été détecté à ce jour aux **THE** avec **H.E.S.S.** ([Aharonian et al. 2009f,g](#)), ni même avec **MAGIC**, expérience pourtant optimisée en vue d’une telle détection.

De façon corrélée au point précédent, nous verrons plus en détails à la section 3.7 que les photons γ **THE** sont assez rapidement absorbés par l’*extragalactic background light* (**EBL**) pendant leur propagation dans l’espace intergalactique. Ce fond diffus de rayonnement infrarouge consiste en la contribution collective du rayonnement de toutes les galaxies dans l’Univers. L’apport de l’astronomie **ČERENKOV** à ces études vient du fait que l’**EBL** est difficile à mesurer de façon directe. Les photons γ **THE** interagissent avec ce champ de rayonnement infrarouge, créant ainsi un “horizon γ ” relativement proche, c’est-à-dire qu’on n’espère honnêtement pas détecter avec les instruments actuels de sources dont le décalage vers le rouge soit supérieur à $z \sim 0.5$. Toutefois, si l’on a une idée précise de la forme du spectre aux **THE** des sources extragalactiques de manière théorique, on peut en principe remonter à la densité de flux de l’**EBL** ([Aharonian et al. 2006e](#)). Ainsi, les instruments **ČERENKOV** peuvent contribuer à un sujet cosmologique dans lequel un novice ne les attendrait *a priori* pas : la mesure indirecte de la densité de flux de ce champ de rayonnement infrarouge.

On peut encore remarquer ici que l’astrophysique γ **THE** contribuent également à l’étude des amas de galaxies (voir par exemple [Aharonian et al. 2009h](#)) ou des galaxies à flambées d’étoiles²⁰ avec les toutes nouvelles découvertes de NGC 253 par **H.E.S.S.**²¹ et M 82 par **VERITAS**²², à la recherche de trous noirs de masse intermédiaire ([Aharonian et al. 2008g](#)), ou encore l’exploration de théories alternatives comme la gravité quantique (voir par exemple [Aharonian et al. 2008h](#), et section 4.2.3.2). La recherche de matière noire est aussi un des domaines d’application de l’astronomie γ **THE** à travers

²⁰*starburst galaxies* en anglais.

²¹Soumis à *Science*.

²²Soumis à *Nature*.

l’observation de galaxies naines (Aharonian et al. 2009i). Par ailleurs, le bruit de fond principal dans la méthode de détection ČERENKOV atmosphérique est dû aux rayons cosmiques, sur lesquels l’expérience accumule de très nombreuses données. Ainsi, des études ont pu être menées avec H.E.S.S. sur la mesure des rayons cosmiques électroniques à des énergies de l’ordre du TeV (Aharonian et al. 2008i). On voit donc que l’astrophysique γ THE est extrêmement riche en sujets d’étude et en résultats, et a un bel avenir devant elle.

Enfin, H.E.S.S. contribue également à la recherche de rayonnement γ THE en provenance de NAG, dont il sera question dans cette thèse. H.E.S.S. a ainsi détecté de l’émission γ THE en provenance d’une dizaine de NAG. Le tableau 6.1, qui sera présenté au chapitre 6, résume l’ensemble des NAG connus aux THE au 28/06/2009, toutes expériences ČERENKOV confondues. Cette émission des NAG est vraisemblablement due au rayonnement de composantes compactes dans le jet relativiste de ces objets. On peut ici se reporter à quelques travaux de la collaboration : Aharonian et al. (2005a,i,j,k,l,m, 2009d,e). Dans la stratégie d’observations de NAG avec H.E.S.S., le critère de Costamante & Ghisellini (2002) a donné d’excellents résultats. Ce critère se base sur les densités de flux en radio et en rayons X afin de prédire si oui ou non une source serait détectable aux THE. Ces auteurs ont proposé des estimations de flux aux THE à partir d’un catalogue de BL Lac, constitué d’objets brillants à la fois en rayons X et en bande radio, et dont les densités de flux sont connues à ces fréquences. Ces sources comprennent donc non seulement des électrons assez énergétiques (rayonnant en rayons X) pour diffuser des photons cibles jusqu’aux THE par effet COMPTON inverse (voir le chapitre 3), mais aussi une densité suffisante de photons cibles pouvant être diffusés (rayonnant en radio). Costamante & Ghisellini (2002) ont ensuite modélisé les distributions spectrales en énergie (DSE) de ces objets pour prédire quantitativement leur contribution COMPTON inverse au TeV, en se basant sur un scénario Synchrotron self-COMPTON (SSC) homogène à une zone. De manière qualitative, dans le cadre de leur modèle, pour un flux en rayons X donné, des sources plus brillantes en radio sont aussi plus susceptibles d’être détectables aux THE.

1.4 Le lien multi-messager

Les rayons cosmiques, constitués de particules chargées (protons, noyaux d’hélium et autres, électrons), ont été découverts durant la première décennie du 20^e siècle. Des mesures préliminaires de taux d’ionisation à basse altitude ont montré un décroissement en fonction de l’altitude, suggérant que l’ionisation était atténuée par la couche d’air entre le sol et l’expérimentateur. Pendant quelques années, le débat fait rage pour savoir si ce rayonnement provient de la radioactivité terrestre ou atmosphérique, ou s’il est d’origine astrophysique.

En 1912, Victor HESS mène différentes expériences en montgolfière (voir la figure 1.16) et démontre l’origine extraterrestre de ce rayonnement, découvrant ainsi les rayons cosmiques, ce qui lui valut le prix NOBEL en 1936. En 1937, Pierre AUGER mène des expériences sur les gerbes de particules atmosphériques étendues et démontre que celles-ci sont initiées par des rayons cosmiques de hautes énergies pénétrant dans la haute atmosphère. On observe maintenant des rayons cosmiques sur une très large gamme d’énergie, présentant un spectre remarquablement régulier (voir la figure 1.17), du GeV jusqu’à $\sim 10^{20}$ eV.



Fig. 1.16: Victor HESS et la détection de rayons cosmiques.

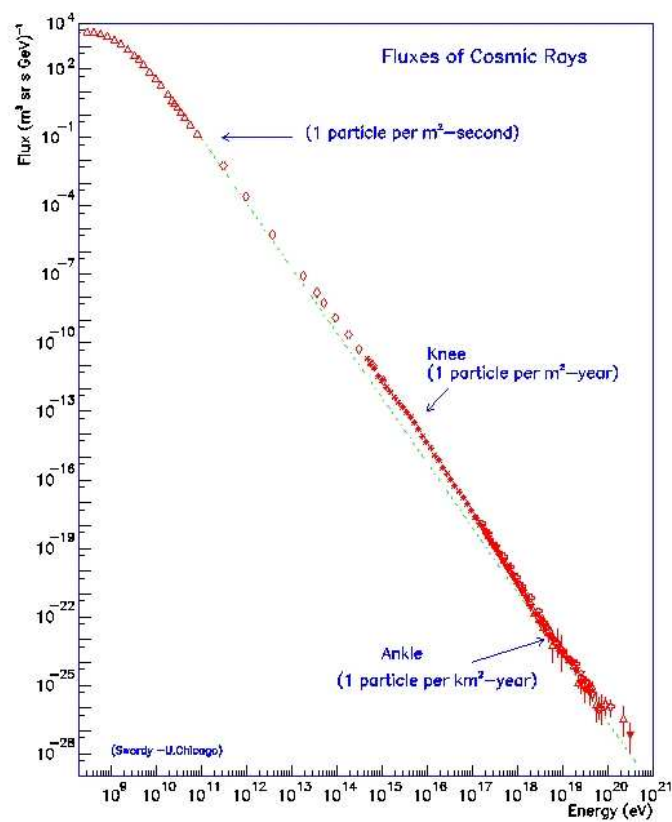


Fig. 1.17: Le spectre en énergie des rayons cosmiques. Crédits : S. SWORDY.

Aujourd'hui encore, près de 100 ans après leur découverte, l'origine des rayons cosmiques n'est toujours pas connue avec certitude. Le processus d'accélération de ces rayons cosmiques aux plus hautes énergies n'est pas non plus clairement identifié. On sait pourtant que les rayons cosmiques de plus basses énergies sont d'origine solaire. On pense également que les rayons cosmiques d'énergie $E < 10^{18}$ eV sont d'origine galactique. En effet, les champs magnétiques influencent ces particules chargées et les dévient durant leur course. Le champ magnétique Galactique est suffisamment intense pour confiner les rayons cosmiques d'énergie $E < 10^{18}$ eV au sein de la Voie Lactée. Les restes de supernovæ notamment pourraient contribuer à leur création.

Les rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10^{18} eV, dénommés rayons cosmiques d'ultra hautes énergies (**RCUHE**), sont probablement d'origine extragalactique. Bien que le problème de l'accélération de ces particules à de telles énergies reste entier, les Noyaux Actifs de Galaxies ou les sursauts γ sont des candidats potentiels comme sites de création des **RCUHE**. Leur énergie importante fait que ces rayons cosmiques ne sont que peu influencés et déviés par les champs magnétiques intergalactique et Galactique, ce qui rend en principe possible une astronomie des rayons cosmiques. Le Pierre AUGER Observatory (**PAO**), installé en Argentine, observe les gerbes de particules atmosphériques étendues de ces **RCUHE**, et est peut-être en train d'ouvrir la voie à cette nouvelle astronomie. En effet, la collaboration **PAO** aurait peut-être mis en évidence une corrélation entre la distribution des **RCUHE** et la distribution des **NAG** proches ([Abraham et al. 2007](#)). Pourtant, suite à l'acquisition de nouvelles données avec le **PAO**, cette corrélation s'est affaiblie ([Hague 2009](#)). Il n'en reste pas moins que ce sujet est en pleine expansion.

En outre, l'observation même de ces rayons cosmiques prouve l'existence de processus astrophysiques hadroniques capables d'accélérer ces particules à d'ultra hautes énergies. Ces processus devraient aussi être accompagnés d'émission de neutrinos astrophysiques. Ainsi, des expériences comme ANTARES et NESTOR en mer Méditerranée, AMANDA et maintenant IceCube en Antarctique, sont à la recherche de ces neutrinos astrophysiques. Ces considérations ouvrent tout un pan de recherches, vers une astrophysique véritablement multi-messager²³ avec une étude simultanée des rayonnements, des rayons cosmiques et des neutrinos en provenance d'objets astrophysiques.

²³pour être complet, on peut encore citer les expériences VIRGO, LIGO et le projet LISA, qui sont à la recherche d'ondes gravitationnelles générées dans les sources astrophysiques compactes, comme dans les étoiles à neutrons ou les pulsars, ou émises lors de supernovæ ou de coalescence de trous noirs binaires.

Chapitre 2

Observations des rayons γ

Not only is the universe stranger than we imagine, it is stranger than we can imagine.

Sir Arthur EDDINGTON (1882–1944)

The most incomprehensible thing about the world is that it is at all comprehensible.

Albert EINSTEIN (1879–1955)

Sommaire

2.1	High Energy Stereoscopic System	48
2.1.1	Le détecteur H.E.S.S.	48
2.1.2	L'analyse de données H.E.S.S.	51
2.1.2.1	Reconstruction des évènements	51
2.1.2.2	Détermination du signal	56
2.1.2.3	Principe de l'analyse spectrale	58
2.2	Les expériences H.E.S.S. II et <i>Fermi</i> , et l'observatoire CTA	59
2.2.1	Le projet H.E.S.S. II	59
2.2.2	Les satellites <i>CGRO</i> et <i>Fermi</i>	60
2.2.2.1	<i>Compton Gamma-Ray Observatory</i>	60
2.2.2.2	La mission <i>Fermi</i> /Gamma-ray Large Area Space Telescope	62
2.2.3	L'observatoire CTA	64

Dans ce chapitre, nous allons décrire brièvement l'instrument High Energy Stereoscopic System (**H.E.S.S.**), le principe de l'analyse de ses données, et le prolongement de **H.E.S.S.** dans sa phase **H.E.S.S.** II. Nous présenterons aussi succinctement l'ancien satellite *CGRO*, son successeur *Fermi*, ainsi que le projet d'instrument ČERENKOV de future génération, l'observatoire ČERENKOV Telescope Array (**CTA**).



Fig. 2.1: Le télescope CT1 du réseau **H.E.S.S.** Crédits : J.-P. LENAIN.

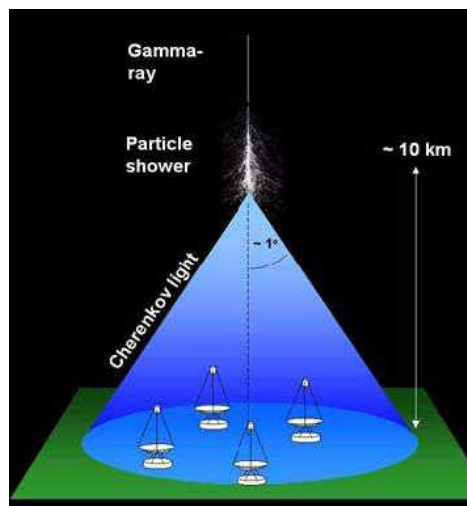


Fig. 2.2: Schéma d'une gerbe atmosphérique et de son cône de rayonnement ČERENKOV. Crédits : W. HOFMANN.

2.1 High Energy Stereoscopic System

2.1.1 Le détecteur **H.E.S.S.**

Comme nous l'avons expliqué au chapitre 1, lorsqu'un photon γ atteint la haute atmosphère, il interagit avec les molécules d'air et engendre une gerbe de particules secondaires, qui rayonnent à leur tour par effet ČERENKOV (voir la figure 2.2). Le maximum de la gerbe, c'est-à-dire l'endroit où le nombre de particules dans la gerbe est maximal, se situe à environ 10 km d'altitude et donne une tâche au sol d'environ 250 m de diamètre. Cette forme du cône ČERENKOV projeté au sol fournit donc des contraintes utiles sur le choix de l'altitude d'un site pour l'observation γ très hautes énergies (**THE**) et sur l'écartement entre les différents télescopes.

Ainsi, le réseau **H.E.S.S.** est constitué de quatre télescopes de 13 m de diamètre fonctionnant en mode stéréoscopique, situé dans les *Khomas Highlands*, près du plateau du Gamsberg en Namibie. Les coordonnées précises sont : $23^{\circ}16'18''$ S, $16^{\circ}30'00''$ E.

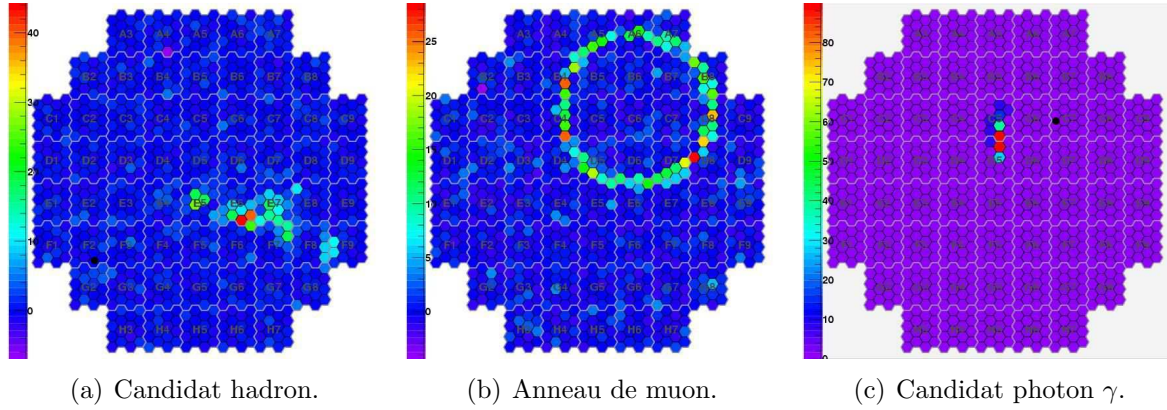


Fig. 2.3: Forme d'un évènement sur une des caméras de H.E.S.S. selon la nature de la particule incidente. Crédits : Collaboration H.E.S.S.

Le site est à une altitude de 1800 m au-dessus du niveau de la mer, et est reconnu comme un excellent site pour des observations astrophysiques. Les quatre télescopes sont répartis selon un carré de 120 m de côté dont les diagonales sont alignées avec les axes Nord-Sud et Est-Ouest. Cet écartement a été étudié pour optimiser la sensibilité du détecteur à l'énergie seuil de 100 GeV vers les basses énergies. Le concept optique du plan focal de H.E.S.S. est du type DAVIES-COTTON, comme illustré sur la figure 2.4. Chaque réflecteur est composé de 380 miroirs de 60 cm de diamètre, formant une surface de 13 m de diamètre et de 107 m² de surface utile (Bernlöhr et al. 2003). Chaque télescope est équipé d'une caméra à électronique ultra-rapide comportant 960 photo-multiplicateurs (PM). Le grand nombre de PM permet d'avoir une bonne qualité d'image, pour bien observer les traces laissées par des muons, des hadrons ou des photons (voir la figure 2.3). Chaque PM est équipé d'un cône de WINSTON en hexagone afin de réduire les pertes de lumière entre les PM. Chaque élément d'image¹ couvre alors une zone de 0.16° de diamètre. Le champ de vue total du détecteur est de 5° de diamètre, permettant d'observer des sources étendues comme les restes de supernovæ. Le domaine d'énergie couvert par H.E.S.S. est d'environ 100 GeV à 10 TeV. Cependant, le domaine d'énergie couvert dépend de l'angle zénithal d'observation. En effet, plus les gerbes sont inclinées, plus les gerbes de basses énergies seront absorbées haut dans l'atmosphère, plus les gerbes de très haute énergie peuvent être facilement détectées, et plus le domaine d'énergie couvert par H.E.S.S. se déplace vers les hautes énergies.

Le flash de lumière ČERENKOV émis lors du développement d'une gerbe de particules, suite à l'entrée d'un photon γ dans l'atmosphère, dure quelques nanosecondes. On comprend donc qu'il est impossible d'imager de tels évènements avec une caméra CCD classique, qui a une réponse de l'ordre de la microseconde, et est donc trop lente pour ce genre d'évènements. De plus, ce flash ČERENKOV a une intensité très faible qui requiert des photo-multiplicateurs.

La calibration de l'efficacité optique de H.E.S.S. peut se faire en partie par l'observation de muons atmosphériques. En effet, les muons engendrés dans les gerbes hadroniques pénètrent sur une grande profondeur d'atmosphère, car leur section efficace d'interaction est très faible. Lors de leur propagation, ils émettent un cône de lumière ČERENKOV qui donne une image en forme d'anneau ou d'arc sur les caméras. Le cône des muons est en effet observable en entier dans les caméras, car ceux-ci pénètrent bien plus dans l'atmosphère, par rapport aux hadrons et aux photons, et

¹pixel en anglais.

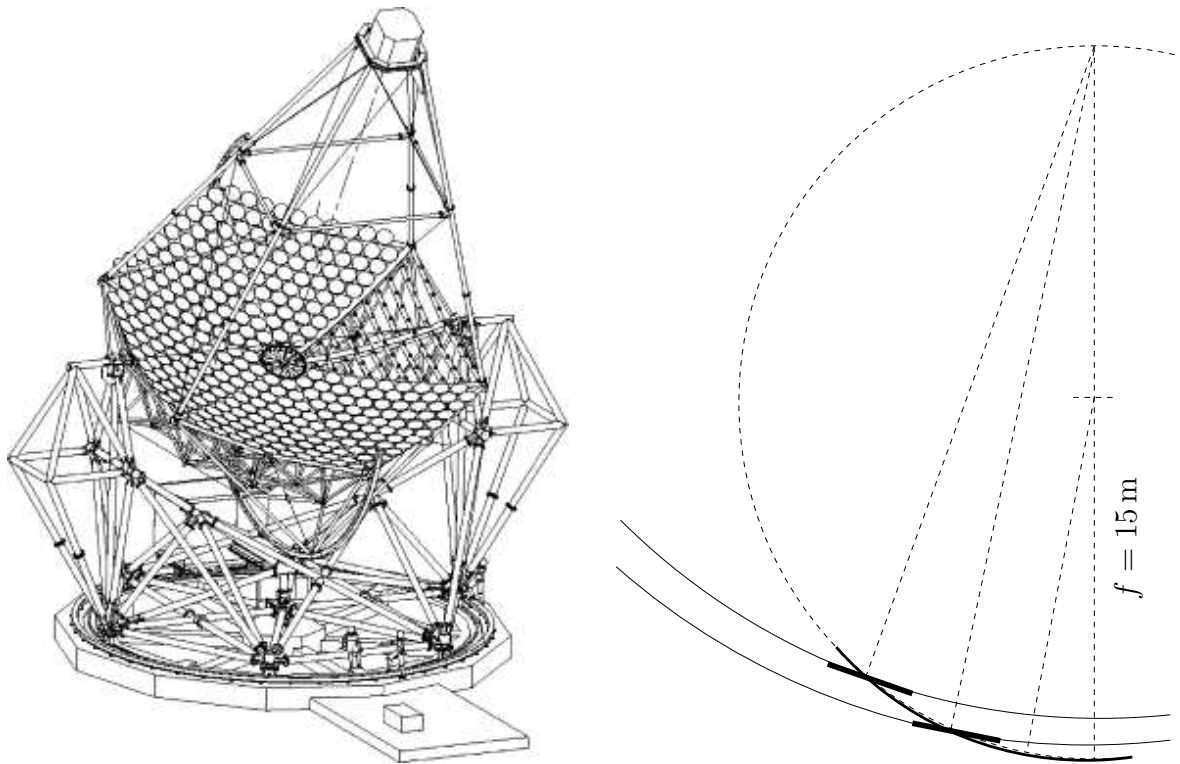


Fig. 2.4: *Gauche* : Structure des télescopes de H.E.S.S. Extrait de Bernlöhr et al. (2003). *Droite* : Principe du montage DAVIES-COTTON.

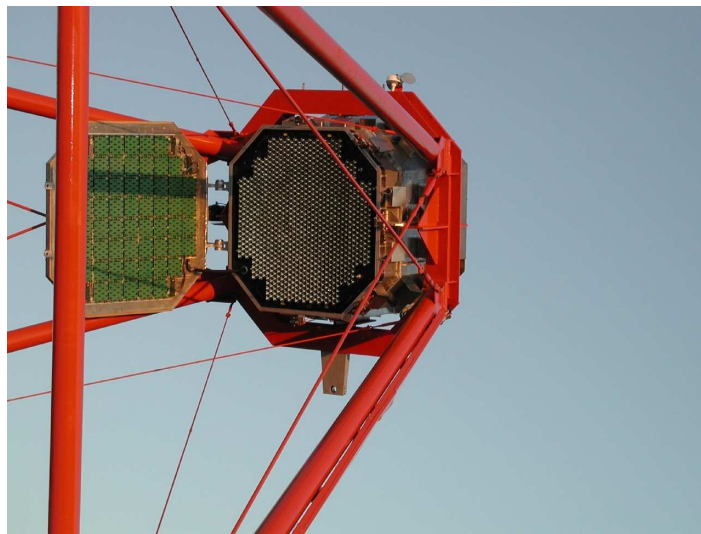


Fig. 2.5: Une des caméras de H.E.S.S. Crédits : Collaboration H.E.S.S.

émettent donc leur rayonnement ČERENKOV bien plus près du sol. En mesurant le rayon de l'arc, on remonte simplement par trigonométrie à l'angle du cône d'émission ČERENKOV. D'après l'équation 1.1, on en déduit directement la vitesse du muon, qui permet ensuite de calculer sa luminosité intrinsèque. En comparant cette luminosité par rapport à la charge dans l'image de la caméra, on peut en déduire l'efficacité optique de notre instrument. Lors de la calibration des caméras, il convient également de prendre en compte la réponse de chaque PM ainsi que de la chaîne électronique associée. Au sein de H.E.S.S., il existe deux chaînes de calibration indépendantes, une allemande et une française.

Pour plus de détails sur le détecteur H.E.S.S., on peut se reporter par exemple à la thèse de Julien GUY (Guy 2003) ou à celle de Loïc ROLLAND (Rolland 2005), ou encore aux articles de la collaboration H.E.S.S. (Punch 2001; Bernlöhner et al. 2003; Cornils et al. 2003; Hofmann 2003; Vincent et al. 2003; Aharonian et al. 2004c; Funk et al. 2004; Hinton 2004).

2.1.2 L'analyse de données H.E.S.S.

2.1.2.1 Reconstruction des événements

Lors de la reconstruction des événements, il convient de ne prendre en compte que les données d'assez bonne qualité, c'est-à-dire n'ayant pas été prises lors de problèmes matériel, de mauvaise qualité atmosphérique, ou avec un angle zénithal trop important. C'est la sélection de *runs*, un *run* correspondant à une période d'observation durant 28 min de manière optimale. La reconstruction des événements se fait alors en trois étapes. On reconstruit tout d'abord la direction d'arrivée de la particule incidente et la distance de la gerbe au détecteur en utilisant la géométrie de la gerbe, puis on sépare les événements de type photon γ des hadrons, et enfin on reconstruit l'énergie mesurée de chaque événement par comparaison à des simulations Monte Carlo.

La majorité des gerbes détectées par les instruments ČERENKOV est d'origine hadronique, due aux rayons cosmiques, et constitue en fait le bruit de fond principal. Ainsi, la fréquence de déclenchement de H.E.S.S. est typiquement de ~ 200 Hz, alors que le nombre de photons γ en provenance de sources brillantes comme la nébuleuse du Crabe est de l'ordre d'une dizaine par minute. L'extraction du signal γ requiert donc un grand facteur de rejet des gerbes hadroniques. Heureusement, les gerbes électromagnétiques donnent des images bien différentes des gerbes hadroniques (voir les figures 2.6 et 2.7). Les gerbes électromagnétiques sont relativement "simples", étant constituées seulement de photons et de paires e^\pm . Leurs images ČERENKOV sont de forme ellipsoïdale, allongée, pointant dans la direction d'arrivée du γ primaire. Les gerbes hadroniques, quant à elles, ont des composantes multiples : des muons, des pions, des protons et neutrons. Les images ČERENKOV correspondantes sont donc plus étalées et morcelées. L'analyse de la forme de l'image, ou de la forme de la gerbe selon la méthode de reconstruction employée, permet de rejeter les éléments du fond. Les événements de type muons, participant également au bruit de fond, sont quant à eux rejetés par la méthode stéréoscopique, puisque comme nous l'avons expliqué plus haut, un muon donne une image sur un seul télescope à la fois.

Trois environnements d'analyse indépendants ont été développés au sein de la collaboration H.E.S.S. :

- La *wobble chain*, principalement développée en Allemagne, longtemps référée comme la chaîne "standard" dans les publications H.E.S.S. ;

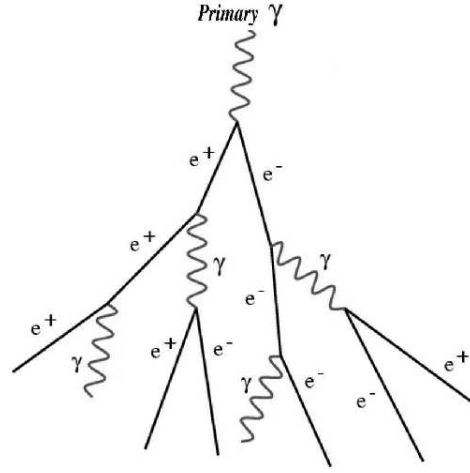


Fig. 2.6: Schéma du développement d'une gerbe leptonique atmosphérique.

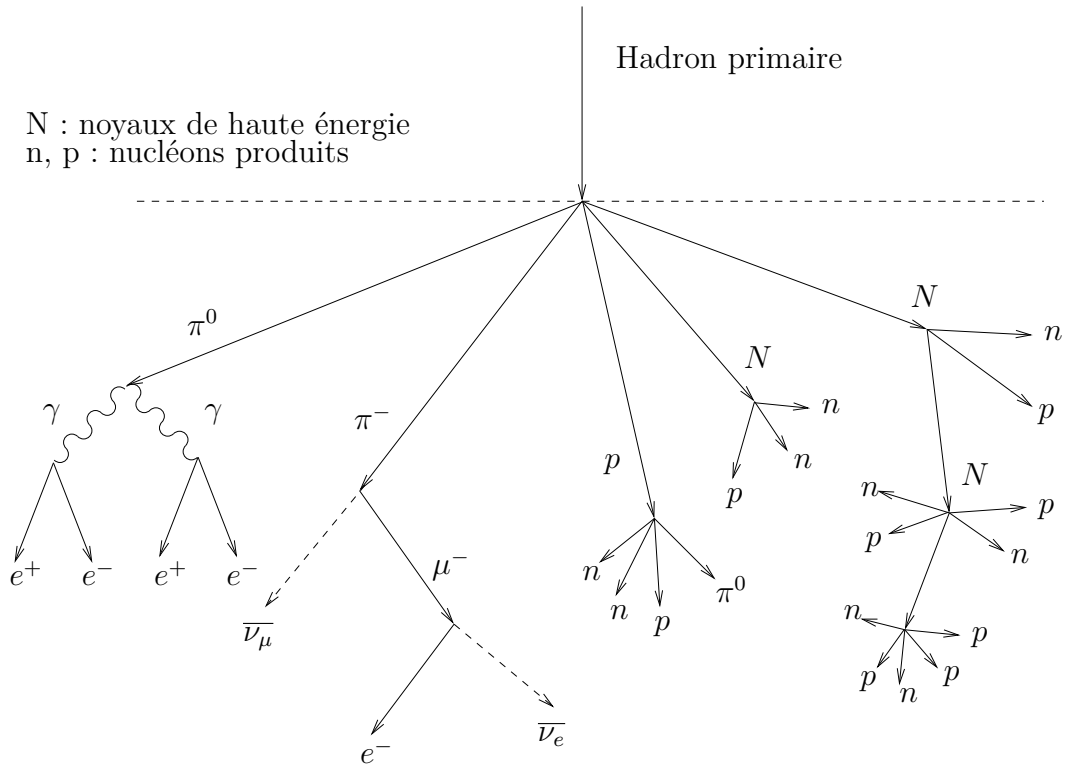


Fig. 2.7: Schéma du développement d'une gerbe hadronique atmosphérique.

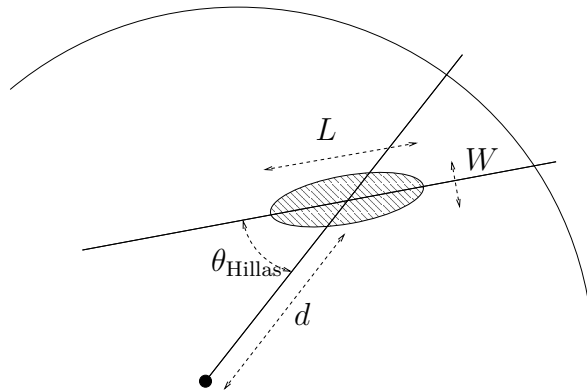


Fig. 2.8: Paramètres de HILLAS pour une image de gerbe électromagnétique.

- **ParisAnalysis** développé en France, principalement par Mathieu DE NAUROIS du LPNHE² ;
- **H.E.S.S. Analysis Package (HAP)** développé en France et en Allemagne, spécialement au laboratoire APC³ pour le côté français, qui est maintenant couramment utilisée par la collaboration **H.E.S.S.**, la *wobble chain* étant désormais réimplémentée dans **HAP**.

Outre ces environnements d’analyse, trois principales méthodes différentes de reconstruction des événements sont utilisées au sein de la collaboration **H.E.S.S.** :

- l’analyse des moments, dite de HILLAS ;
- l’analyse “Model” ;
- l’analyse “Model3D”, développée principalement au LLR⁴.

Chacune de ces méthodes de reconstruction ont leur propres variables discriminantes, et ces variables ne sont pas complètement corrélées entre les trois méthodes. Ceci est donc un véritable atout, et nous permet de vérifier proprement nos données avec des méthodes différentes.

Nettoyage de l’image Dans l’analyse des données par la méthode de HILLAS, la première étape consiste à nettoyer les images, pour limiter le fond du ciel. La charge de chaque pixel est remise à zéro si elle est inférieure à 5 photo-électrons, et est stockée d’office si sa charge excède 10 photo-électrons. Si la charge d’un pixel est entre 5 et 10 photo-électrons, celle-ci n’est sauvegardée que si l’un des plus proches pixels voisins possède également une charge supérieure à 5 photo-électrons. Il s’agit donc d’un nettoyage à deux seuils. Le second seuil utilisé peut parfois être de 7 photo-électrons au lieu de 10.

Méthode des moments de Hillas La majeure partie des gerbes détectées par les télescopes ČERENKOV sont de nature hadronique. On peut en partie éliminer ce bruit de fond largement majoritaire en utilisant la forme de l’image. Pour une quantité de lumière donnée, les gerbes hadroniques donneront des images de forme plus large et moins bien définie que les gerbes photoniques, du fait de l’étalement transverse des particules secondaires dans l’atmosphère. Les gerbes électromagnétiques donnent quant à elles des images de forme ellipsoïdale bien définie. Cette technique de discrimination

²Laboratoire de Physique Nucléaire et des Hautes Énergies.

³AstroParticules et Cosmologie.

⁴Laboratoire LEPRINCE-RINGUET.

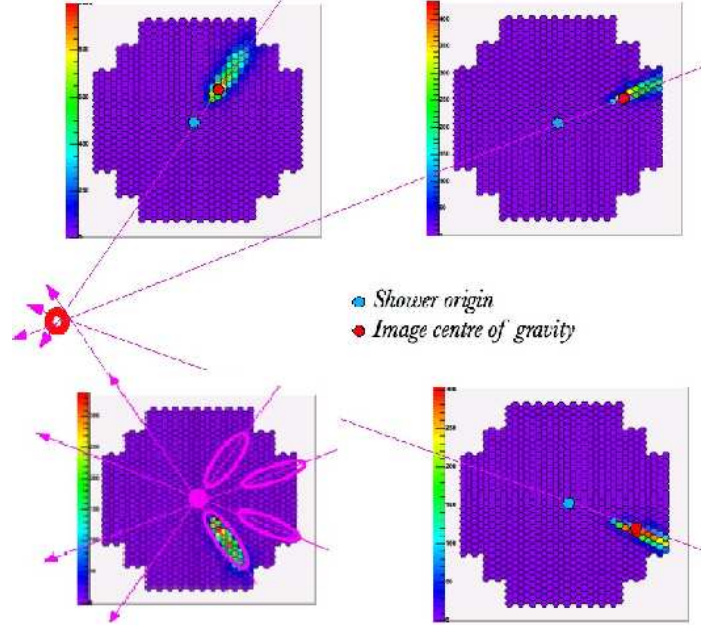


Fig. 2.9: Schéma de principe de la méthode de reconstruction de HILLAS. Un évènement de type γ est reconstruit géométriquement sous forme d'ellipse. En faisant de même dans les trois autres images des caméras de H.E.S.S., on retrouve le point précis d'origine de l'évènement. Crédits : Collaboration H.E.S.S.

photons/hadrons a été proposée par Michael HILLAS (Hillas 1985). Dans cette méthode, l'image de la gerbe est paramétrée avec les quantités suivantes (voir la figure 2.8) :

- le grand axe L de l'ellipse ;
- le petit axe W de l'ellipse ;
- la charge totale de l'image ;
- la distance angulaire d entre le centre de la caméra et le centre de gravité de l'image ;
- l'angle θ_{Hillas} joignant la droite donnée par le grand-axe de l'ellipse à celle reliant le centre de gravité de l'image au centre de la caméra.

En comparant les paramètres des données avec des simulations Monte Carlo d'évènements de type photon γ , on peut définir des coupures afin de rejeter les hadrons des photons. En superposant les images obtenues par différents télescopes pour le même évènement de type γ , on peut remonter à la zone d'émission dans le ciel en regardant où se coupent les grand-axes des images (voir la figure 2.9). L'énergie du photon γ incident peut être reconstruite à partir d'abaques sur la base des charges totales de chaque image et de la position d'impact au sol de la gerbe telle qu'obtenue par la stéréoscopie. Il s'agit de la méthode de reconstruction la plus largement répandue en astrophysique γ THE.

Une étape importante dans la reconstruction des évènements est le rejet des évènements du fond hadronique, pour ne garder que les évènements de type photon γ . Comme nous l'avons brièvement mentionné ci-dessus, chaque méthode de reconstruction possède ses propres variables de coupures. Par exemple, dans la méthode de HILLAS, la coupure entre les hadrons et les photons se fait sur les variables L et W , permettant de ne garder que les images à ellipse bien définie. Ces premières coupures permettent de rejeter une grande majorité des évènements hadroniques.

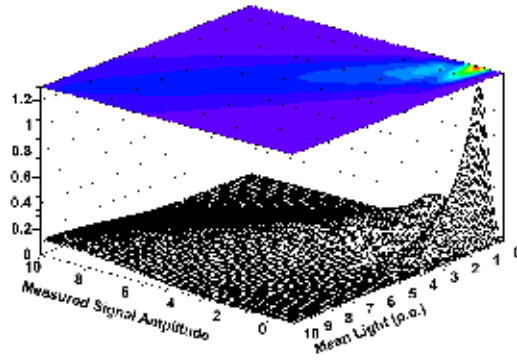


Fig. 2.10: Schéma de principe de la méthode de reconstruction Model. L'image représente un exemple de simulation de distribution de charges dans la caméra suite à la détection d'une gerbe électromagnétique. L'image enregistrée est ensuite comparée à ces simulations. Crédits : M. DE NAUROS.

Méthode “Model” L'analyse “Model” a été introduite par [Le Bohec et al. \(1998\)](#) pour la reconstruction des événements observés par CAT par modélisation analytique des différentes gerbes. Cette méthode consiste à comparer les images obtenues à une base de données d'images théoriques calculées pour le développement moyen de gerbes pour différents paramètres d'impact, énergies et angles zénithaux ([de Naurois et al. 2003](#)). Cette méthode prend en compte la charge attendue dans *chaque* pixel de la caméra et aussi la contribution du fond de ciel (voir la figure 2.10).

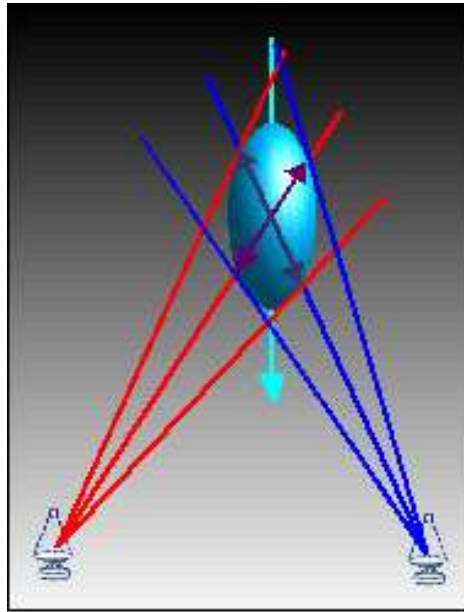


Fig. 2.11: Schéma de principe de la méthode de reconstruction Model3D. Cette méthode tire avantage de l'observation par les télescopes de gerbes tridimensionnelles. Crédits : M. DE NAUROS.

Méthode “Model3D” La méthode de reconstruction Model3D a été développée par Marianne LEMOINE-GOUMARD pendant sa thèse au LLR ([Lemoine-Goumard et al. 2006](#)). Afin de bénéficier au maximum de la technique stéréoscopique, les images sont

cette fois comparées directement aux images théoriques obtenues par un modèle tridimensionnel de gerbes électromagnétiques, et ce pour *chaque* pixel. Ce modèle est basé sur l'hypothèse que le profil de photons le long de la gerbe peut être approximé sous forme gaussienne tridimensionnelle de révolution (voir la figure 2.11). Contrairement aux deux méthodes précédentes, cette technique est uniquement applicable aux données stéréoscopiques, mais elle retire le plus d'informations possibles fournies par la stéréoscopie et la haute définition des caméras de H.E.S.S. Cette méthode atteint de très bons résultats sur le rejet du bruit de fond hadronique. Pour plus de détails sur l'analyse Model3D on peut se reporter à la thèse de Marianne LEMOINE-GOUMARD (Lemoine-Goumard 2006).

De nouvelles méthodes de discrimination des événements sont en train d'émerger au sein de la collaboration H.E.S.S. Plus performantes que les méthodes traditionnelles, ces nouveaux algorithmes tirent leur puissance de la combinaison des trois méthodes originelles, profitant de la faible corrélation entre les variables discriminantes de séparation γ /hadron de ces trois méthodes.

2.1.2.2 Détermination du signal

Régions d'estimations du fond Il reste cependant des événements de fond passant ces premières coupures, et un deuxième traitement est requis pour évaluer le fond résiduel sur les images enregistrées. De manière analogue aux analyses de données CCD en optique, il convient alors d'estimer le bruit de fond dans les images à l'extérieur de la zone d'intérêt de la source observée.

Les observations en astronomie ČERENKOV se font principalement en mode décalé⁵ qui consiste à décaler la source dans le champ de vue par rapport au centre de la caméra, typiquement d'un angle de 0.5° . Cette technique permet alors d'estimer le fond résiduel hadronique dans le même champ de vue que celui de la source étudiée, ce qui permet de gagner du temps d'observation en s'affranchissant de prise de données sur des zones vides du ciel.

Lors des observations, le champ de vue comprend une région où se trouve la source observée (région ON), et une partie au moins du reste du champ de vue est dénuée de source astrophysique (région OFF). Cette région OFF sert donc à estimer le bruit de fond hadronique, et peut être choisie de telle façon à se trouver à la même distance du centre de la caméra que la région ON, l'acceptance radiale⁶ de la caméra étant alors équivalente dans les deux régions. Afin d'estimer le nombre N_{excess} d'événements en excès de type γ dans la région ON, il convient d'estimer également le paramètre α_{norm} de normalisation entre les données prises dans la région ON et celles prises dans la région OFF. Ce paramètre dépend du temps d'observation passé sur chacune de ces régions et/ou du rapport des surfaces effectives de ces régions.

Il existe différentes configurations géométriques pour l'estimation du fond en utilisant ces régions OFF (voir la figure 2.12, et Lemièrre 2006). Lorsque la région OFF est choisie de manière à se situer à la même distance du centre de la caméra que la région ON, la normalisation entre zones ON et OFF, caractérisée par le paramètre α_{norm} introduit à l'équation (2.1) ci-dessous, est simple et s'écrit juste comme le rapport des surfaces des régions ON et OFF. Si la région OFF n'est pas à la même distance au

⁵ou encore appelé mode *wobble*.

⁶efficacité différentielle de la caméra selon la distance au centre.

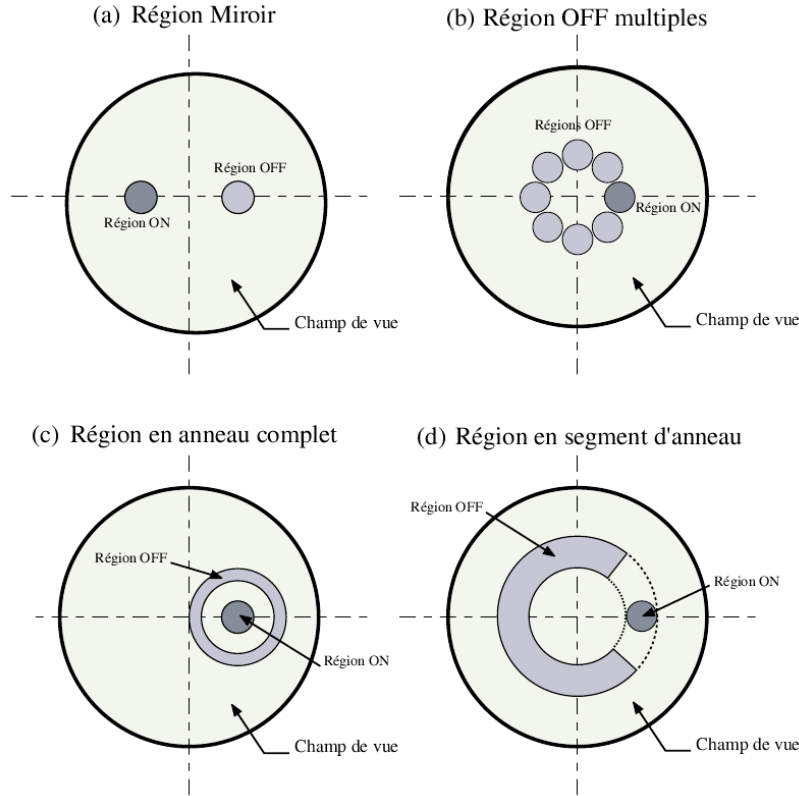


Fig. 2.12: Différentes méthodes d'estimation du fond avec les régions OFF. Extrait de [Lemière \(2006\)](#).

centre de la caméra que la région ON, il convient de prendre en plus en compte la variation de l'acceptance radiale de la caméra, qui elle-même dépend de l'énergie. La forme de la région OFF peut varier selon les configurations de l'observation.

Le nombre d'évènements γ en excès est défini par :

$$N_{\text{excess}} = N_{\text{ON}} - \alpha_{\text{norm}} N_{\text{OFF}} \quad (2.1)$$

où N_{OFF} est le nombre d'évènements survivant aux coupures γ /hadrons dans la région OFF et N_{ON} est le nombre d'évènements dans la région ON.

Le niveau de confiance⁷ d'une détection est donné par la déviation du signal par rapport au bruit de fond. De manière générale en astronomie, le fond est souvent considéré comme gaussien, ou parfois poissonien lorsque la statistique est faible. En supposant un fond gaussien, le niveau de confiance S est donné par :

$$S = \frac{N_{\text{ON}} - \alpha_{\text{norm}} N_{\text{OFF}}}{\sqrt{N_{\text{ON}} + \alpha_{\text{norm}}^2 N_{\text{OFF}}}} \quad (2.2)$$

Cependant, pour les expériences ČERENKOV, la statistique n'est pas gaussienne. Ainsi, [Li & Ma \(1983\)](#) ont défini un nouvel estimateur de niveau de confiance basé sur un rapport de maximum de vraisemblance. Cet estimateur converge vers une loi des moindres

⁷significance en anglais.

carrés χ^2 suivant une statistique gaussienne aux grands nombres, et est défini par (voir l'équation 17 de [Li & Ma 1983](#)) :

$$S = \sqrt{2} \left\{ N_{\text{ON}} \ln \left[\frac{1 + \alpha_{\text{norm}}}{\alpha_{\text{norm}}} \left(\frac{N_{\text{ON}}}{N_{\text{ON}} + N_{\text{OFF}}} \right) \right] + N_{\text{OFF}} \ln \left[(1 + \alpha_{\text{norm}}) \left(\frac{N_{\text{OFF}}}{N_{\text{ON}} + N_{\text{OFF}}} \right) \right] \right\}^{1/2} \quad (2.3)$$

Toutes les analyses d'expériences ČERENKOV utilisent cette relation pour estimer leur signal. De plus, par convention en astronomie γ , une détection pour une source ponctuelle n'est proclamée que pour un signal au-delà de 5σ de niveau de confiance au-dessus du fond. La probabilité de fausse alarme correspondante de 5.7×10^{-7} est assez faible pour se mettre à l'abri de biais statistiques et systématiques potentiels.

2.1.2.3 Principe de l'analyse spectrale

La stratégie de reconstruction spectrale au sein des groupes français repose sur la méthode du *forward folding*, pour laquelle la forme du spectre de l'objet étudié est inconnue *a priori*, au sens bayésien du terme. Pour estimer le spectre, il faut donc se donner une hypothèse de départ, et on utilise généralement les hypothèses suivantes :

- loi de puissance :

$$\Phi(E) = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \quad (2.4)$$

où E_0 est l'énergie de référence en TeV, Γ est l'indice de photons et Φ_0 est un facteur de normalisation du flux en $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$.

- loi de puissance brisée :

$$\Phi(E) = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_B} \right)^{-\Gamma_1} \left(1 + \left(\frac{E}{E_B} \right)^{1/S} \right)^{S(\Gamma_2 - \Gamma_1)} \quad (2.5)$$

où E_B est l'énergie de brisure, et $S = 0.3$ est un paramètre standard permettant d'assurer une transition douce entre les pentes d'indices Γ_1 et Γ_2 .

- loi de puissance avec coupure exponentielle :

$$\Phi(E) = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \exp(-\beta E) \quad (2.6)$$

où l'énergie de coupure en TeV est donnée par $1/\beta$.

- loi log-parabolique :

$$\Phi(E) = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma + \beta \log_{10}(E/E_0)} \quad (2.7)$$

Afin de reconstruire le spectre de la source à partir des données réduites, une bonne connaissance de l'instrument est nécessaire. Ainsi, nous avons besoin de connaître la surface de collection effective, ou acceptation, $A(E, Z, d)$. Cette fonction prend en compte l'efficacité des miroirs, celle de la caméra, ainsi que l'efficacité des coupures de sélection des événements de type γ . Cette surface dépend de l'énergie vraie de l'évènement E , de l'angle zénithal d'observation Z et de la distance angulaire au centre de la caméra

d . La surface A est évaluée en pratique grâce à des simulations Monte Carlo, pour un grand nombre d'énergies fixes, d'angles zénithaux et de distances angulaires au centre de la caméra. Cette surface est ensuite interpolée lors de la reconstruction spectrale.

Il faut également déterminer la fonction de résolution en énergie de l'instrument $R(E, E', Z, d)$. Cette fonction prend en compte le fait qu'un évènement d'énergie vraie E n'est pas détecté exactement avec cette énergie E , mais avec une énergie mesurée E' légèrement différente. La fonction de résolution donne donc la probabilité d'obtenir E' connaissant E . Comme pour les acceptances, les valeurs de la fonction de résolution sont tabulées pour un grand nombre d'énergies, angles zénithaux et distances d grâce à des simulations Monte Carlo.

Ainsi, dans un certain intervalle en énergie mesurée $[E'_i, E'_{i+1}]$, le nombre d'évènements en excès par rapport au bruit $N_{\text{excess}}(E'_i)$ est, pour un certain intervalle en angle zénithal et en distance angulaire :

$$N_{\text{excess}}(E'_i, Z, d) = T_{\text{exp}} \int_{E'_i}^{E'_{i+1}} dE' \int_0^\infty \Phi(E) * A(E, Z, d) * R(E, E', Z, d) dE \quad (2.8)$$

où T_{exp} est le temps d'observation passé sur la région source étudiée.

Tout spectre reconstruit est entaché d'incertitudes systématiques. Celles-ci peuvent être dues à des aspects d'analyse ou instrumentaux. La reconstruction de spectres simulés permet de contrôler la validité des chaînes d'analyse. L'aspect instrumental est dû aux incertitudes liées aux caractéristiques temporelles des signaux associés à la chaîne de déclenchement de **H.E.S.S.**, aux amplitudes des signaux liées à l'efficacité de collection de la lumière (donc lié à la chaîne de calibration), et enfin à la modélisation de l'atmosphère. Ainsi, nous avons une incertitude de 20% sur la reconstruction en énergie absolue, principalement due à une incertitude dans la reproduction de la transparence de l'atmosphère. Cet aspect paraît irréductible, car intégrant la variation temporelle de la distribution des aérosols, comme par exemple des poussières dégagées par des feux de brousse. De plus, il reste une incertitude liée à la variation de la densité de l'atmosphère en fonction de la température. Cependant, une surveillance rigoureuse de l'état et de l'évolution de l'atmosphère permettrait de réduire ces incertitudes systématiques.

Pour plus de détails sur l'analyse spectrale, on peut se reporter par exemple à la thèse de Anne LEMIERE ([Lemière 2006](#)).

2.2 Les expériences **H.E.S.S. II** et *Fermi*, et l'observatoire **CTA**

2.2.1 Le projet **H.E.S.S. II**

La phase 2 du projet **H.E.S.S.** consiste en l'installation et l'opération d'un cinquième télescope de 28m de diamètre sur le site de **H.E.S.S.**, au milieu des quatre télescopes existants, et dont la mise en service est prévue pour 2010. La figure 2.13 présente une vue d'artiste de **H.E.S.S. II** au milieu des autres télescopes de **H.E.S.S.**, et la figure 2.14 montre la structure du télescope **H.E.S.S. II** en comparaison d'un télescope de la phase 1 du projet. Le télescope **H.E.S.S. II** sera le plus grand télescope optique jamais construit. Ayant été en *shift* d'observation sur le site de **H.E.S.S.** en Namibie en Août 2007, je n'ai vu que les fondations au sol qui accueilleront ce cinquième télescope, mais rien que ces structures sont impressionnantes (voir aussi les figures 2.15 et 2.16).



Fig. 2.13: Vision d'artiste du 5^e télescope de la phase **H.E.S.S. II**. Crédits : Collaboration **H.E.S.S.**

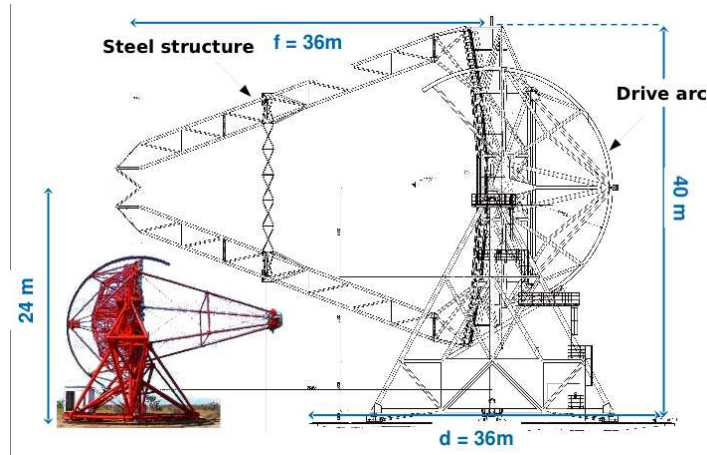


Fig. 2.14: Structure du concept **H.E.S.S. II**. Crédits : Collaboration **H.E.S.S.**

La motivation de la construction de ce cinquième télescope est de permettre de gagner en sensibilité en mode stéréoscopique à 5 télescopes par rapport au réseau **H.E.S.S.**, d'améliorer la résolution angulaire du système, et surtout d'élargir le domaine d'énergie du réseau à basse énergie, jusqu'à ~ 30 GeV. Ces basses énergies seront atteintes uniquement en mode mono-télescope vu que les autres télescopes ne sont pas assez grands pour collecter la faible lumière ČERENKOV des gerbes d'aussi basses énergies. La figure 2.17 montre ainsi la courbe de sensibilité attendue avec **H.E.S.S. II**. De manière très intéressante également, on peut noter que l'élargissement de notre domaine d'énergie nous permettra d'avoir un bon recouvrement spectral avec l'instrument *Fermi*/LAT. La capacité d'observer à ces énergies est cruciale pour révéler le pic d'émission dans la distribution spectrale en énergie (**DSE**) des différents objets observés aux **THE**. La forme spectrale des objets dans ce domaine pourrait permettre de déterminer de manière univoque la nature leptonique ou hadronique de l'émission des sources galactiques ou extragalactiques.

2.2.2 Les satellites **CGRO** et *Fermi*

2.2.2.1 *Compton Gamma-Ray Observatory*

Le 5 Avril 1991, le satellite *Compton Gamma-Ray Observatory* (**CGRO**) est lancé par la navette *Atlantis*. Ce satellite de 17 tonnes était équipé de quatre expériences différentes :



Fig. 2.15: Montage de *H.E.S.S. II* en cours de construction. Crédits : Collaboration *H.E.S.S.*



Fig. 2.16: Structure du support des miroirs pour *H.E.S.S. II* en cours de montage sur le site de *H.E.S.S.*. Crédits : Collaboration *H.E.S.S.*

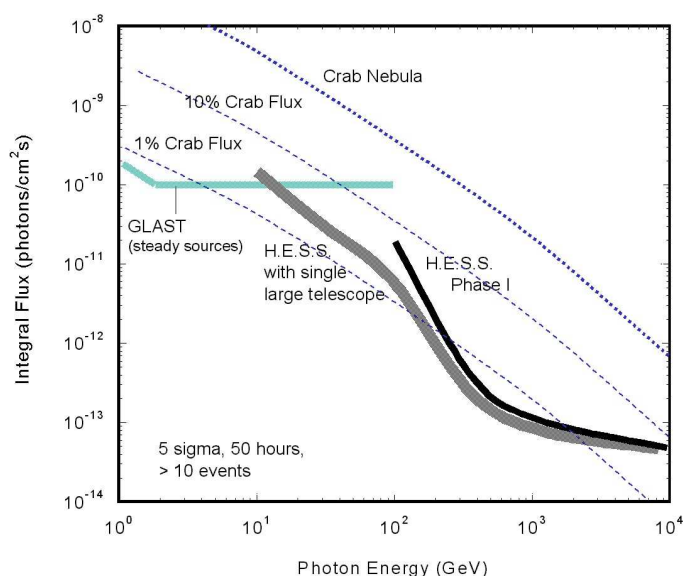


Fig. 2.17: Courbe de sensibilité prédite pour *H.E.S.S. II*. Crédits : Collaboration *H.E.S.S.*

- BATSE (*Burst and Transient Source Experiment*) : cette expérience fonctionnait en mode relevé du ciel⁸ et opérait entre 20 et 600 keV, à la recherche de sursauts⁹ γ de courte durée ;
- OSSE (*Oriented Scintillation Spectrometer Experiment*) était équipé de quatre détecteurs pouvant être pointés individuellement qui opéraient dans la gamme 0.05–10 MeV ;
- COMPTEL (*Imaging COMPTON Telescope*) était un télescope imageur fonctionnant entre 0.75 et 30 MeV. Son champ de vue était de un stéradian, sa résolution spatiale de l'ordre de un degré, et sa résolution en énergie de $\sim 5\%$;
- EGRET (*Energetic Gamma Ray Experiment Telescope*) était un télescope grand champ, sensible aux rayons γ entre 20 MeV et 30 GeV, de résolution spatiale d'une fraction de degré et de 15% de résolution en énergie.

⁸survey en anglais.

⁹ γ -ray bursts (GRB) en anglais.

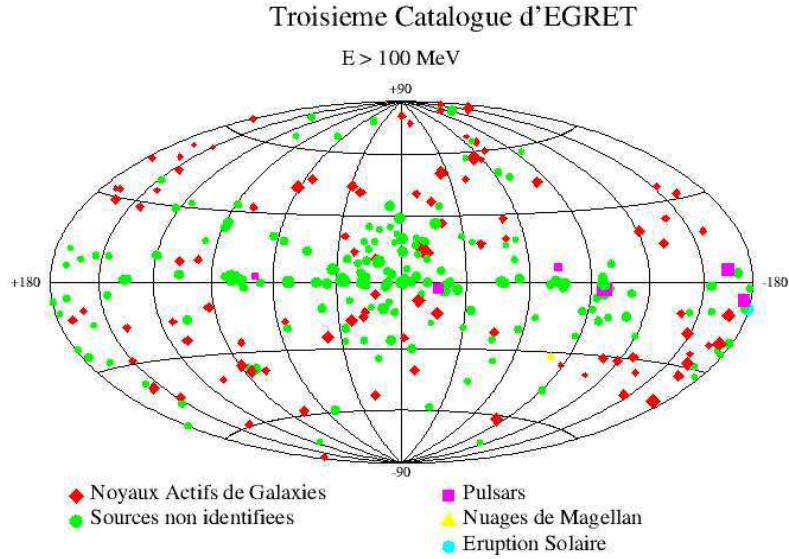


Fig. 2.18: Troisième catalogue de EGRET.

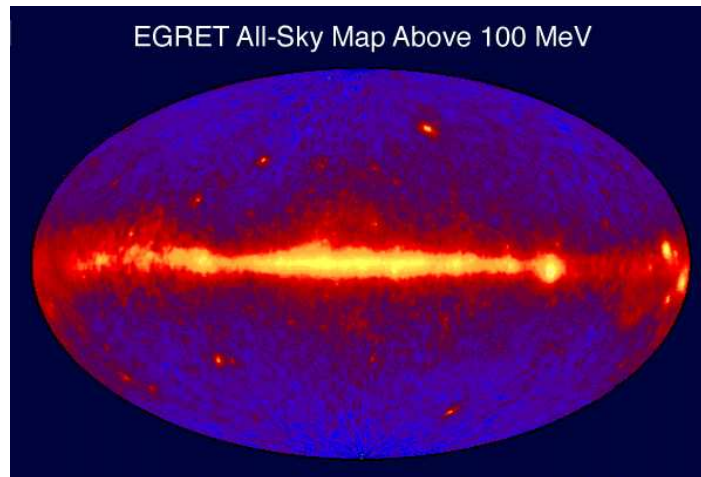


Fig. 2.19: Carte du ciel obtenue par *CGRO*/EGRET.

Hartman et al. (1999) ont publié le 3^e catalogue EGRET, compilant les données prises entre 1991 et 1995. Ce catalogue contient 271 sources, dont 170 sources non identifiées. La figure 2.18 présente l'ensemble de ce catalogue, qui comprend principalement des Noyaux Actifs de Galaxies (NAG) en ce qui concerne les sources identifiées. La figure 2.19 présente la carte du relevé du ciel obtenue par *CGRO*/EGRET, regroupant ces quatre années de données.

Suite à la défaillance de l'un des gyroscopes, le satellite *CGRO* a été désorbité le 4 Juin 2000 après près de 10 ans d'observation.

2.2.2.2 La mission *Fermi*/Gamma-ray Large Area Space Telescope

Il a fallu attendre près de 10 ans entre la fin de la mission *CGRO* et le lancement d'un nouvel instrument sensible dans le domaine du GeV. Le satellite *Gamma-ray Large Area Space Telescope* (*GLAST*) a été finalement lancé le 11 Juin 2008 par une

fusée Delta II depuis Cap Canaveral. Après son lancement, *GLAST* a été rebaptisé¹⁰ et s'appelle désormais *Fermi*. Ce satellite comprend deux expériences différentes :

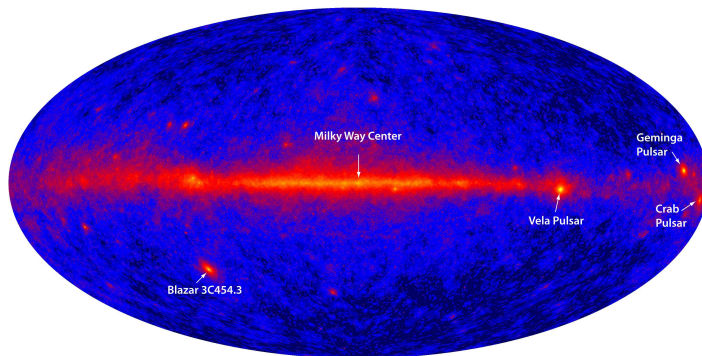


Fig. 2.20: Première carte du ciel de *Fermi*/LAT, publiée lors de la première conférence de presse *Fermi* le 26/08/2008, correspondant à seulement 95 h de données.

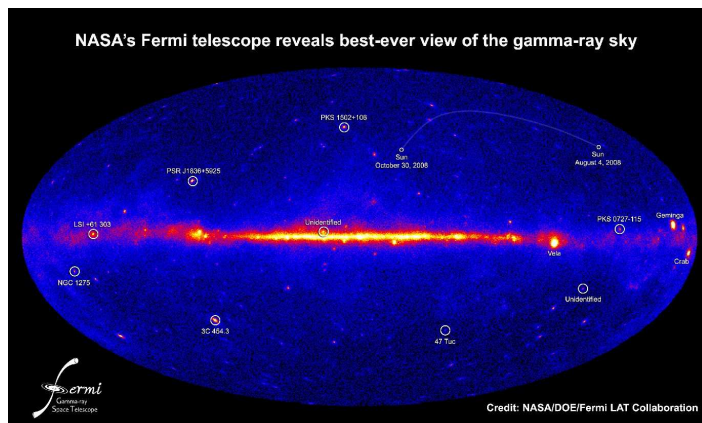


Fig. 2.21: Seconde carte du ciel de *Fermi*/LAT, correspondant aux trois premiers mois de prise de données.

- GBM (*GLAST Burst Monitor*) observe les sources transitoires entre 8 keV et 30 MeV avec une résolution temporelle de $2\mu\text{s}$ et un champ de vue de 9.5sr , ce qui en fait un instrument de choix pour l'observation des sursauts γ ;
- LAT (*Large Area Telescope*) opère entre 20 MeV et 300 GeV, avec une surface effective de $\sim 8000\text{cm}^2$ et un champ de vue de $\sim 2\text{sr}$.

Fermi/LAT est un instrument très intéressant, plus sensible que EGRET, qui vient combler le vide entre le domaine du MeV–GeV et les *THE*. En 4 jours de prises de données, la collaboration LAT a obtenu une carte du ciel impressionnante, présentée sur la figure 2.20, et dévoilée lors de la première conférence de presse sur *Fermi* le 26/08/2008.

En Février 2009, la collaboration LAT a publié une première liste de sources γ brillantes (Abdo et al. 2009b), et un autre article dédié exclusivement aux *NAG* brillants (Abdo et al. 2009c). La seconde carte du ciel présentée par la collaboration LAT est montrée sur la figure 2.21, et correspond aux trois premiers mois de prise de données. Cette carte révèle une finesse impressionnante de détails, en la comparant à la carte du ciel de EGRET de la figure 2.19 obtenue en 4 ans de prises de données.

¹⁰Il est de tradition (par superstition ?) au sein de la NASA de rebaptiser les satellites une fois le lancement effectué avec succès.

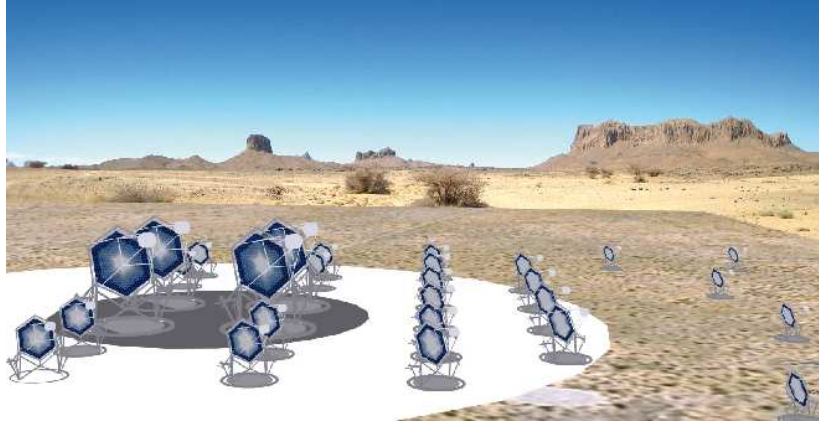


Fig. 2.22: Vue d'artiste du réseau CTA. Crédits : ASPERA/D. ROUABLE.

2.2.3 L'observatoire CTA

ČERENKOV Telescope Array (CTA) est un consortium d'une cinquantaine d'instituts, regroupant en particulier les équipes travaillant actuellement au sein de H.E.S.S. et MAGIC. Le but de ce regroupement est de construire deux réseaux de plusieurs dizaines de télescopes ČERENKOV chacun, un dans l'hémisphère Nord et l'autre au Sud, et d'explorer le ciel plus profondément dans le domaine d'énergie 10 GeV–100 TeV. Le concept de ces télescopes est à l'étude à partir de ceux déjà en place dans les expériences H.E.S.S. et Major Atmospheric Gamma-Ray Imaging ČERENKOV (MAGIC), dont l'efficacité a déjà été largement prouvée. Des échanges actifs avec nos collègues membres du projet américain Advanced Gamma-ray Imaging System (AGIS) sont également en cours. Une vue d'artiste de ce que pourrait un tel réseau pour CTA est présentée sur la figure 2.22.

Le fait de bénéficier d'une cinquantaine de télescopes par site permettra d'augmenter largement la sensibilité d'un tel réseau par rapport aux instruments existants actuellement (voir la figure 2.23). L'idée de construire deux réseaux au Nord et au Sud permettra d'une part d'avoir une couverture complète de la voûte céleste, et d'autre part d'utiliser des configurations légèrement différentes entre ces réseaux. En effet, le réseau dans l'hémisphère Nord, optimisé pour les basses énergies, serait plus focalisé sur l'étude de sources extragalactiques, tandis que celui dans l'hémisphère Sud explorerait les sources galactiques et extragalactiques des basses aux très hautes énergies.

Le grand nombre de télescopes par réseau permettra aussi d'avoir des stratégies d'observation différentes. Tous les télescopes pourront pointer dans la même direction afin de sonder profondément une petite portion du ciel. À l'inverse, les télescopes pourront tous pointer dans des directions légèrement différentes afin d'établir un relevé moyennement profond d'une large zone dans le ciel. Cette configuration permettrait de construire un relevé complet du ciel avec une sensibilité comparable aux expériences actuelles en environ un an. Un tel relevé complet est actuellement unimaginable étant donné le champ de vue relativement modeste des instruments ČERENKOV. De manière intermédiaire, quelques télescopes pourraient pointer dans une direction, tandis que quelques autres pointeraient vers une autre source, alors qu'une grande partie du réseau pourrait être consacrée à une observation profonde d'une certaine zone du ciel et une autre à une observation déclenchée par une alerte, tout cela au même moment. On voit bien qu'un tel réseau sera extrêmement flexible et permettra d'avoir un large panel de retombées scientifiques.

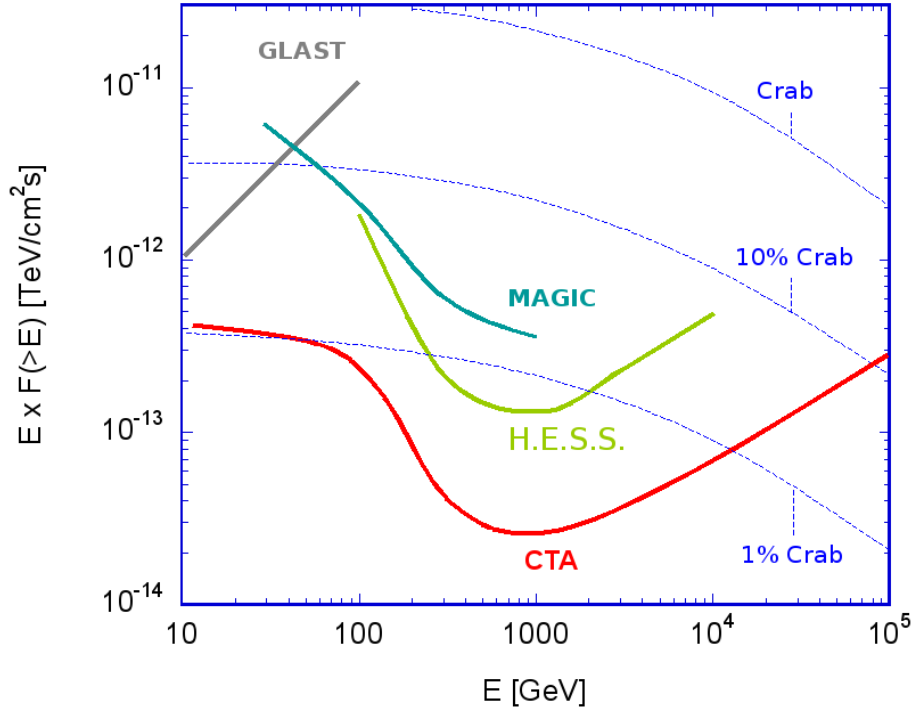


Fig. 2.23: Courbe de sensibilité préliminaire visée pour *CTA*. Crédits : Collaboration *CTA*.

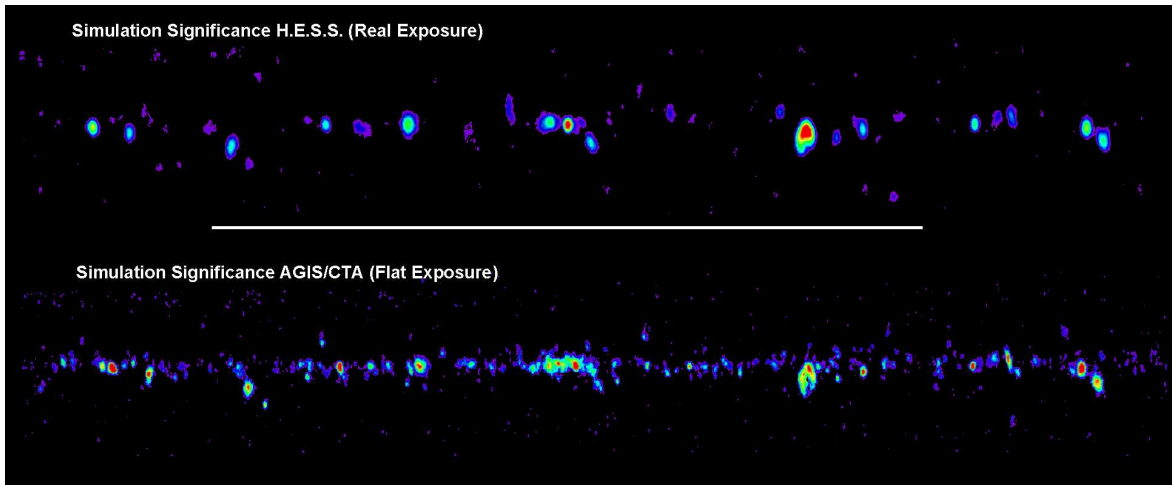


Fig. 2.24: Comparaison entre les observations *H.E.S.S.* du plan Galactique et l'équivalent simulé pour *CTA* pour un réseau 10 fois plus sensible que *H.E.S.S.* Extrait de Funk et al. (2008).

On peut encore ajouter que *CTA* constituera le premier observatoire dans le domaine γ *THE* ouvert à l'ensemble de la communauté. Ainsi, à l'instar des grands observatoires optiques ou spatiaux, tout un chacun pourra y proposer des programmes d'observations, et les données et les outils d'analyse seront rendus publics.

La figure 2.24 montre un exemple de la qualité attendue des observations avec *CTA* pour le plan Galactique, comparées aux observations actuelles de *H.E.S.S.* Cette simulation, présentée par Funk et al. (2008), suppose un réseau de surface effective 10 fois supérieure à *H.E.S.S.*, un facteur 2 en gain de rejet du fond hadronique et un facteur 2 gagné sur la résolution spatiale, résultant en une amélioration d'un facteur 9

en sensibilité.

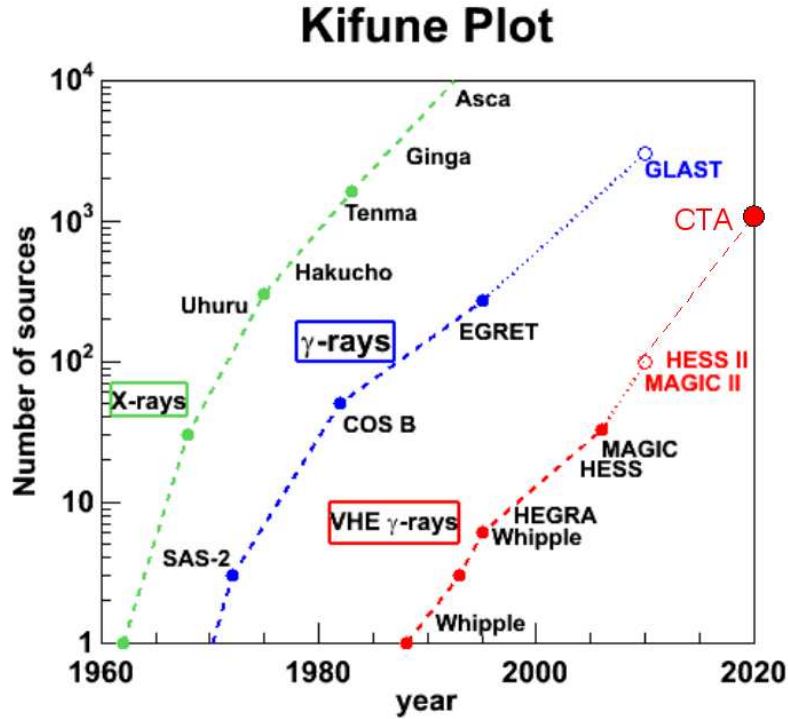


Fig. 2.25: Évolution du nombre de sources détectées dans les différents domaines de haute énergie (X, γ et γ THE), par expérience. Les nombres de sources attendus avec H.E.S.S. II et CTA sont extrapolés. Crédits : T. KIFUNE.

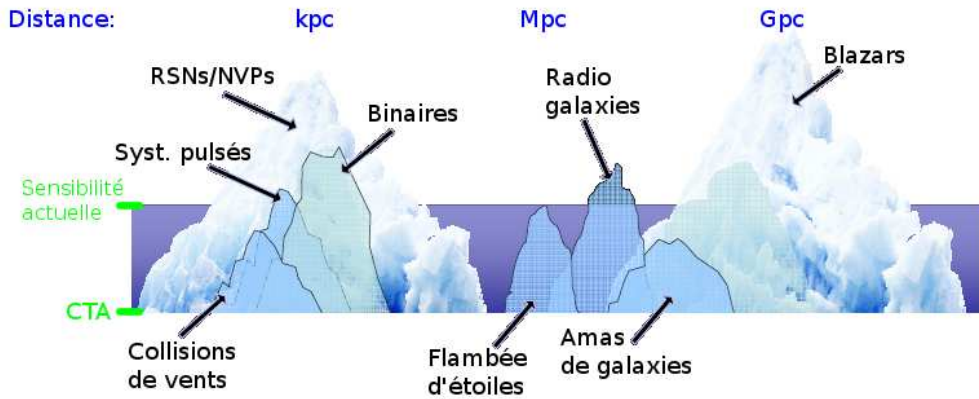


Fig. 2.26: Le sommet de l'iceberg dans l'univers au TeV. Adapté de Horan & Weekes (2004).

CTA représente donc un instrument d'avenir pour l'astrophysique γ THE, et permettra d'enfoncer la porte actuellement entrouverte vers le dernier bastion peu explorée du spectre électromagnétique ! Comparé à la petite centaine de sources actuellement connues aux THE, on s'attend à détecter près d'un millier de sources avec CTA, grâce à sa sensibilité inégalée (voir la figure 2.25). L'astrophysique γ aux THE n'a accès pour l'instant qu'au sommet de l'iceberg de ce que nous réserve l'Univers au TeV, et verra très certainement l'émergence de nouvelles classes de sources émettrices aux

THE, encore non détectées, comme les amas de galaxies ou encore des galaxies à flam-bée d'étoiles¹¹ qui commencent tout juste à sortir avec les toutes récentes découvertes de NGC 253 par *H.E.S.S.*¹² et M 82 par *VERITAS*¹³, comme l'illustre la figure 2.26.

¹¹connues sous le nom de *starbursts* en anglais.

¹²Soumis à *Science*.

¹³Soumis à *Nature*.

Chapitre 3

Rayonnement non-thermique dans les Noyaux Actifs de Galaxies et modèles d'émission

Do not worry about your difficulties in Mathematics. I can assure you mine are still greater.

Albert EINSTEIN (1879-1955)

Sommaire

3.1	Processus d'accélération de particules	70
3.1.1	Accélération de FERMI du second ordre	70
3.1.2	Accélération de FERMI du premier ordre	71
3.1.3	Processus d'accélération alternatifs aux mécanismes de FERMI	73
3.2	Amplification de l'émission	73
3.3	Mouvements superluminiques	74
3.4	Synchrotron	75
3.5	COMPTON inverse	77
3.5.1	Le régime KLEIN-NISHINA	79
3.5.2	Synchrotron self-COMPTON	79
3.5.3	COMPTON inverse externe	81
3.6	Absorption interne des photons de haute énergie	82
3.7	Absorption par le rayonnement de fond extragalactique infrarouge	82
3.8	Les modèles hadroniques	83
3.8.1	Interactions photo-hadroniques	85
3.8.2	Interactions proton-proton	85
3.8.3	Proton-synchrotron et rayonnement de courbure de proton	86
3.9	Le modèle SSC sblob	86
3.10	Le modèle SSC multi-blob	91
3.10.1	Description du modèle	91
3.10.2	Discussions et implications du modèle multi-blob sur le schéma d'unification des NAG	96
3.11	Code Synchrotron self-COMPTON dépendant du temps	98
3.11.1	Géométrie du jet	98
3.11.2	Évolution de la géométrie du blob	99

Les Noyaux Actifs de Galaxies (**NAG**) bruyants en radio rayonnent la majeure partie de leur luminosité sous forme non-thermique. Cette partie va traiter des principaux mécanismes d'émission des jets des **NAG** bruyants en radio, ainsi que de considérations techniques liées aux codes de rayonnement utilisés pendant cette thèse¹.

Comme nous l'avons évoqué au chapitre 1, leur distribution spectrale en énergie (**DSE**) est dominée par deux composantes non-thermiques. La première composante est due au rayonnement synchrotron de leptons, tandis que la seconde composante peut être attribuée à des processus leptoniques ou hadroniques. Toutefois, dans ces deux cas, l'interprétation de la **DSE** des objets requiert la présence de particules très énergétiques, et donc des processus très performants d'accélération de particules à l'œuvre dans ces sources.

3.1 Processus d'accélération de particules

L'observation de particules cosmiques de hautes énergies pose la question de leur accélération. Enrico FERMI a développé deux théories dans lesquelles les particules sont accélérées dans des nuages magnétisés ou au passage d'une onde de choc.

3.1.1 Accélération de Fermi du second ordre

Fermi (1949) a tout d'abord émis l'idée que des particules soient accélérées par transfert d'énergie entre des particules chargées de haute énergie avec des nuages magnétisés en mouvement. *A priori*, on sait qu'un champ magnétique ne travaille pas, et donc ne permet pas d'engendrer une accélération. Toutefois, dans un changement de référentiel, un champ magnétique est vu par une particule test comme un champ électrique, qui lui, peut l'accélérer. On peut donc en quelque sorte voir cela comme une accélération par changement de référentiel. Le principe est similaire au phénomène de rebond élastique d'une balle sur un obstacle en mouvement. On peut montrer que par un double changement de référentiel, la collision fait augmenter l'énergie de la particule.

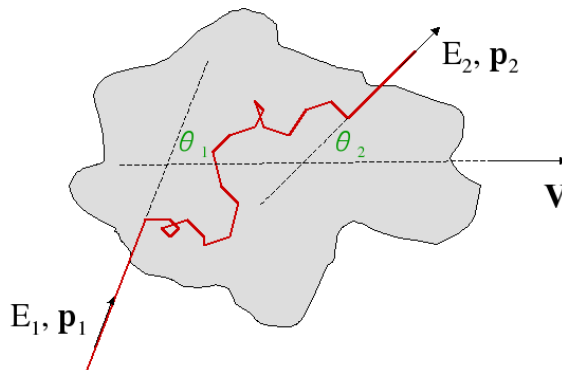


Fig. 3.1: Schéma représentant l'accélération de FERMI du second ordre dans un nuage magnétisé en déplacement. Crédits : E. PARIZOT.

¹Dans la suite, les quantités avec des primes se réfèrent à leur valeur dans le référentiel de la source, les quantités sans prime à celle dans le référentiel de l'observateur.

Comme illustré sur la figure 3.1, on appelle θ_1 l'angle d'entrée de la particule dans le nuage magnétisé, qui se déplace avec une vitesse $V \ll c$ par rapport au référentiel extérieur. θ_2 est l'angle de sortie de la particule dans le référentiel extérieur, et on note θ'_2 le même angle dans le référentiel du nuage. Cette particule a une énergie E_1 en entrée dans le référentiel extérieur, E'_1 dans celui du nuage, puis une énergie E_2 en sortie dans le référentiel extérieur et E'_2 dans celui du nuage. Pour des particules relativistes ($v \approx c$), on peut alors écrire :

$$\begin{cases} E'_1 = \Gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1) \\ E_2 = \Gamma E'_2 (1 + \beta \cos \theta'_2) \end{cases} \quad (3.1)$$

La diffusion étant élastique dans le référentiel du nuage, on a $E'_1 = E'_2$, d'où :

$$E_2 = \Gamma^2 E_1 (1 - \beta \cos \theta_1) (1 + \beta \cos \theta'_2) \quad (3.2)$$

avec $\beta = V/c$, $\Gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$. On en déduit le taux d'énergie gagnée :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_2 - E_1}{E_1} = \frac{\beta^2 (1 - \cos \theta_1 \cos \theta'_2) + \beta (\cos \theta'_2 - \cos \theta_1)}{1 - \beta^2} \quad (3.3)$$

Pour obtenir le taux d'énergie moyen, il faut moyenner sur tous les angles θ_1 et θ'_2 . Le mouvement de la particule est rendu isotrope dans le repère du nuage, et donc l'angle de sortie dans le référentiel du nuage est quelconque : $\langle \cos \theta'_2 \rangle = 0$. L'angle d'entrée, par contre, n'est pas quelconque et dépend de la vitesse relative des particules au nuage : $\langle \cos \theta_1 \rangle \approx -\frac{1}{3}\beta$ au premier ordre. On obtient alors :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \approx \frac{4}{3} \beta^2 \quad (3.4)$$

On voit donc que le gain moyen en énergie est non nul et du second ordre en énergie, c'est pour cela que l'on nomme ce processus "accélération de FERMI *du second ordre*".

3.1.2 Accélération de Fermi du premier ordre

L'accélération par onde de choc, aussi appelé "accélération de FERMI du premier ordre" est plus efficace, car on va voir qu'il produit un gain d'énergie au premier ordre en β .

On suppose que des inhomogénéités magnétiques de part et d'autre du choc permettent aux particules d'être réfléchies et d'avoir donc une distribution isotrope. On considère également le cas le plus simple, celui d'un choc parallèle pour lequel les lignes de champ magnétiques sont perpendiculaires au front de choc supposé plan. Comme pour le processus de FERMI du second ordre, ce sont les changements de référentiels qui font tout le travail ! En reprenant les équations (3.1) et (3.2), on note E_1 et E_2 les énergies initiale et finale d'une particule dans le référentiel en amont du choc, et E'_1 et E'_2 ces mêmes énergies dans le référentiel en aval du choc. La particule test diffuse vers le milieu aval, est réfléchiée et repasse en amont du choc. Son énergie passe donc de $E'_1 = E'_2$ à E_2 . Le coefficient $V = \beta c$ représente maintenant la vitesse relative entre les milieux amont et aval, et vaut dans le référentiel du choc :

$$V = V_{\text{amont}} - V_{\text{aval}} = (r - 1) \frac{V_{\text{choc}}}{r} \quad (3.5)$$

où r est le facteur de compression du choc $r = \frac{V_{\text{amont}}}{V_{\text{aval}}}$ (voir la figure 3.2). Le bilan en énergie se calcule de manière analogue à l'équation (3.3). La distribution de vitesse des particules est rendue isotrope par les irrégularités magnétiques à la fois dans le référentiel amont et le référentiel aval. On obtient alors $\langle \cos \theta'_2 \rangle = -\langle \cos \theta_1 \rangle = 2/3$, ces angles moyens de passage amont-aval et aval-amont sont donc maintenant indépendants de la vitesse du choc, contrairement au processus du second ordre. En ne considérant que les termes au premier ordre dans le bilan énergétique, on obtient :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3}\beta = \frac{4}{3}(r-1)\frac{V_{\text{choc}}}{rc} \quad (3.6)$$

On a donc maintenant un gain d'énergie au premier ordre en β . Ainsi, pour une particule d'énergie initiale E_0 traversant n fois le front de choc, son énergie vaut :

$$E_n = \left(1 + \frac{4}{3}(r-1)\frac{V_{\text{choc}}}{rc} \right)^n E_0 \quad (3.7)$$

De plus, seule une partie des particules reste dans la région d'accélération et participe au cycle suivant de passage du front de choc. En effet, la probabilité d'échappement des particules advectées vers l'aval peut se calculer en faisant le bilan des particules traversant le front de choc, en se plaçant dans le référentiel au repos de l'onde de choc. Dans ce référentiel, le milieu choqué s'écoule vers l'aval à la vitesse $[(r-1)V_{\text{choc}}/r] - V_{\text{choc}} = -V_{\text{choc}}/r$. En notant N la densité de particules au voisinage du front de choc, la densité moyenne de courant de particules traversant le choc dans un sens ou dans l'autre est $Nc/4$, mais les particules du milieu choqué se déplacent en moyenne avec une densité de courant V_{choc}/r . Le rapport de ces deux densités de courant donne alors la probabilité d'échappement $P_{\text{esc}} = 4V_{\text{choc}}/rc$. En combinant ceci avec le résultat sur $\epsilon = \langle \frac{\Delta E}{E} \rangle$ de l'équation (3.6), on peut montrer que le processus d'accélération de FERMI du premier ordre donne un spectre d'énergie des particules en loi de puissance :

$$N(E) = \left(\frac{r+2}{r-1} - 1 \right) N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\frac{r+2}{r-1}} \quad (3.8)$$

avec une pente qui ne dépend donc que du rapport de compression r du choc. Pour un choc fort dans un gaz monoatomique, c'est-à-dire $r = 4$, on obtient donc une

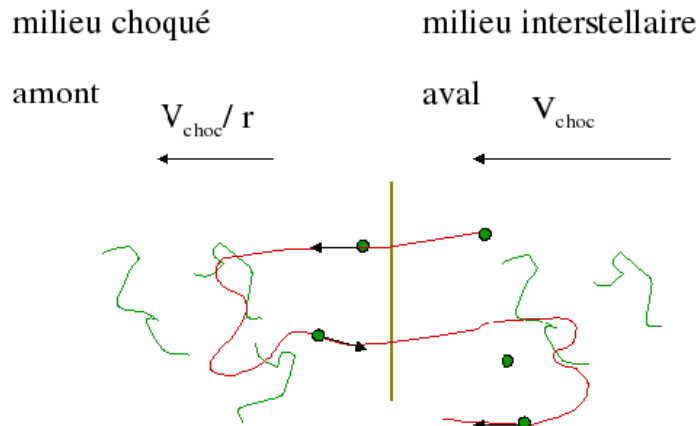


Fig. 3.2: Schéma représentant l'accélération de FERMI du premier ordre dans un choc, dans le référentiel du choc. Crédits : E. PARIZOT.

distribution en énergie des électrons et positrons (DEE) de la forme $N(E) \propto E^{-2}$. En fait, ce processus produit un spectre “universel” en loi de puissance, et d’indice 2 pour un choc fort, très proche de ce que l’on observe dans les sources non-thermiques.

On peut citer ici différents travaux complexes modélisant les processus d’accélération dans des sources astrophysiques. Les simulations associées sont très gourmandes en ressources informatiques et en temps de calcul, il s’agit en fait du facteur limitant dans ce type de calculs ! La plupart de ces simulations d’accélération de particules repose sur la méthode PIC², en considérant généralement un rapport irréaliste entre la masse du proton et celle de l’électron m_p/m_e afin de minimiser artificiellement le temps de calcul sur ordinateur. Le lecteur peut ainsi se reporter aux travaux de Dieckmann et al. (2008), qui obtiennent $N(E) \propto E^{-2.7}$ avec $m_p/m_e = 400$ comme hypothèse, ou encore Sironi & Spitkovsky (2009) modélisant des chocs magnétisés non collisionnels par simulations PIC à 2.5D et 3D et obtiennent $N(E) \propto E^{-(2.3-2.8)}$. On peut aussi citer les travaux de Baring (2004) qui, par des simulations Monte Carlo d’accélération de particules test dans des chocs relativistes obliques, obtient des indices allant de 1.8 à ~ 4 (voir aussi Stecker et al. 2007a). On peut encore se reporter aux travaux de Spitkovsky (2008) et Galinsky & Shevchenko (2007).

3.1.3 Processus d’accélération alternatifs aux mécanismes de Fermi

D’autres processus d’accélération peuvent être à l’œuvre dans les sources astrophysiques. Ainsi, comme on l’a évoqué à la section 1.3, des sources comme les pulsars peuvent générer des champs électriques intenses. Ces champs électriques peuvent alors accélérer efficacement des particules. Dans le cas d’objets compacts magnétisés, les particules peuvent gagner de l’énergie par accélération magnéto-centrifuge. Dans ces sources, l’évolution des lignes de champs magnétiques peut les amener à se chevaucher et s’enchevêtrer. Dans ce cas, on assiste à une reconfiguration topologique des lignes de champs, et on parle alors de “reconnexion magnétique”. Ce changement brutal du champ magnétique accélère également efficacement des particules se trouvant dans la zone en reconnexion.

Ainsi, à l’inverse des simulations PIC portant sur l’accélération de FERMI évoquées ci-dessus, Lyubarsky & Liverts (2008) obtiennent un spectre dur pour la distribution en énergies des particules, avec $N(E) \propto E^{-1}$, en modélisant l’accélération par reconnexion magnétique.

De manière générale, toutes ces simulations numériques se calculent sur plusieurs mois, et le facteur de LORENTZ individuel maximal atteint pour l’énergie des particules γ est alors de l’ordre de $\gamma_c \sim 100-1000$, indépendamment du processus d’accélération modélisé. En laissant les calculs tourner à plus long terme, ces simulations pourraient peut-être atteindre des facteurs plus importants, de l’ordre de $\gamma_c \sim 10^6$ requis par les observations, comme nous le verrons plus tard.

3.2 Amplification de l’émission

En relativité restreinte, le mouvement d’une source lumineuse avec un mouvement d’ensemble relativiste modifie radicalement le champ de rayonnement vu par un observateur par rapport à celui émis intrinsèquement, *i.e.* dans le référentiel au repos de la

²de l’anglais *particle in cell*.

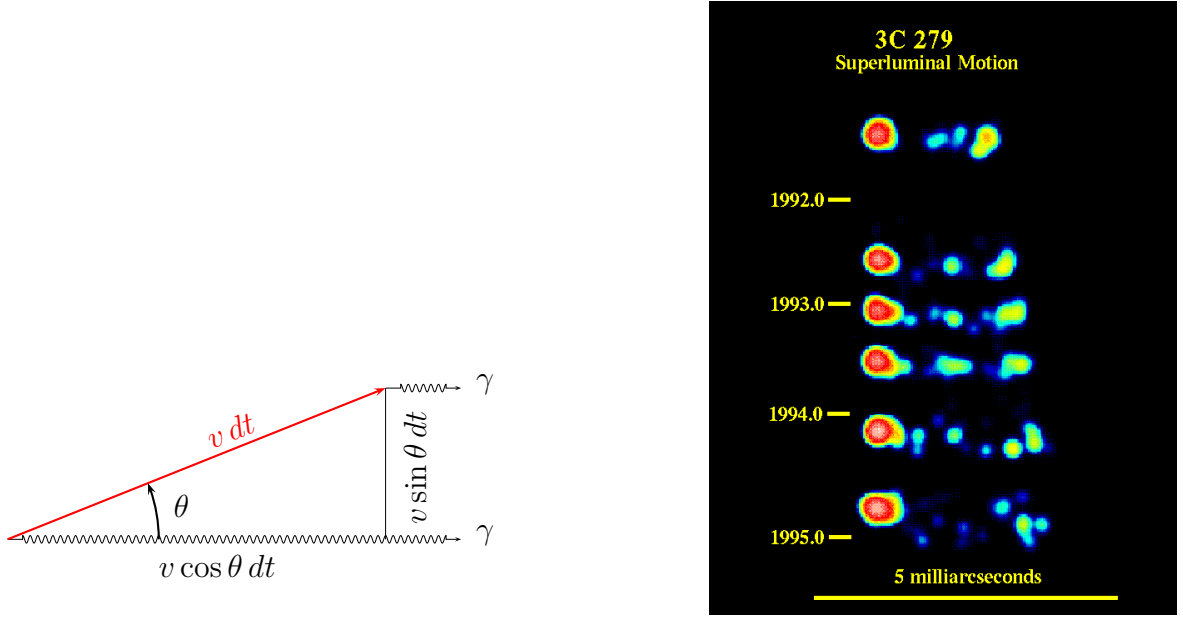


Fig. 3.3: *Gauche* : Schéma explicatif de mouvement superluminique. *Droite* : Observation de mouvement superluminique dans 3C 279.

source, du point de vue spectral et angulaire. Prenons une source émettant un champ de rayonnement de manière isotrope dans son référentiel. On peut écrire la puissance émise par unité de fréquence et par unité d'angle solide comme :

$$\frac{dE}{dt d\Omega d\nu} = \frac{dE}{dE'} \frac{dt'}{dt} \frac{d\nu'}{d\nu} \frac{d\Omega'}{d\Omega} \frac{dE'}{dt' d\Omega' d\nu'} = I(\nu) dS \quad (3.9)$$

où $I(\nu)$ est l'intensité spécifique observée et dS est un élément de surface du détecteur.

Le changement de référentiel entre celui de la source et celui de l'observateur se fait par les transformations de LORENTZ suivantes :

$$\begin{aligned} E &= \delta E' & \text{énergie} \\ t &= \delta^{-1} t' & \text{temps} \\ \nu &= \delta \nu' & \text{fréquence} \\ \Omega &= \delta^{-2} \Omega' & \text{angle solide} \end{aligned} \quad (3.10)$$

où δ est le facteur DOPPLER relativiste :

$$\delta = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta \cos \theta)} \quad (3.11)$$

Ainsi, l'intensité spécifique $I_\nu(\nu)$ observée se transforme alors selon :

$$I_\nu(\nu) = \frac{dE}{dt d\Omega d\nu dS} = \delta^3 I'_{\nu'}(\nu') \quad (3.12)$$

3.3 Mouvements superluminiques

Comme on l'a abordé au chapitre 1, des observations en radio Very Long Baseline Interferometry (VLBI), et même parfois en optique, ont mis en évidence l'existence de

mouvements superluminiques dans les jets de certains **NAG**. Ce phénomène est en fait dû à un effet de projection et de temps de propagation de la lumière, et ne remet en aucune façon en cause la relativité de EINSTEIN, stipulant qu'aucune information ne peut se propager plus vite que la vitesse de la lumière dans le vide c .

Considérons un nodule de matière se déplaçant avec une vitesse \vec{v} , avec $v \sim c$, selon un angle θ par rapport à la ligne de visée (voir la figure 3.3). À l'instant $t = 0$, ce nodule émet un flash de lumière, puis en émet un autre après un temps dt . Pendant le temps dt , le nodule aura parcouru la distance $v dt$, vue par l'observateur comme étant la longueur dl projetée sur le plan du ciel. On a alors $dl = v \sin \theta dt$. L'intervalle de temps *observé* entre les deux émissions est $dt_{\text{obs}} = dt - (v/c) \cos \theta dt$, le nodule étant relativiste. Ainsi, la vitesse apparente de propagation du nodule – c'est-à-dire la projection de \vec{v} sur le plan du ciel – s'écrit :

$$v_{\text{app}} = \frac{v \sin \theta}{1 - \frac{v}{c} \cos \theta} \quad (3.13)$$

On voit donc que des mouvements apparemment superluminiques sont envisageables, pour peu que $v \sim c$ et que le nodule se déplace selon une trajectoire relativement proche de la ligne de visée. La valeur maximale de cette vitesse apparente est atteinte pour $\cos \theta = v/c$, et vaut alors $v_{\text{app}}^{\text{max}} = \Gamma v$, où $\Gamma = (1 - (v/c)^2)^{-1/2}$ est le facteur de LORENTZ relativiste du mouvement d'ensemble du nodule. La mise en évidence de tels mouvements superluminiques dans des **NAG** conforte l'idée de processus d'amplification DOPPLER dans leurs jets (voir par exemple Biretta et al. 1999; Piner et al. 2006).

3.4 Synchrotron

Une particule chargée en mouvement dans un champ magnétique \vec{B} émet un rayonnement. Pour des vitesses non relativistes, le processus, assez simple, est appelé rayonnement *cyclotron*. L'émission se fait alors à une fréquence bien précise, dont la pulsation est :

$$\omega_c = \frac{qB}{m} \quad (3.14)$$

avec q la charge de la particule considérée, et m sa masse.

Pour des vitesses relativistes, le spectre de fréquence est bien plus complexe, et on nomme alors ce processus rayonnement *synchrotron*.

Notons ici ψ l'angle d'attaque, c'est-à-dire l'angle entre les lignes de champ locales et le vecteur vitesse de la particule. Dans le cas ultra-relativiste $\beta \approx 1$, la distribution de la puissance émise par une particule chargée dans un champ magnétique B par unité de fréquence est (Rybicki & Lightman 1979, p. 173) :

$$P(\nu) = \sqrt{3} \frac{q^3 B \sin \psi}{mc^2} F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \quad (3.15)$$

où $F(x) = x \int_x^\infty K_{\frac{5}{3}}(\xi) d\xi$, et $\nu_c = \frac{3}{4\pi} \gamma^3 \omega_B \sin \psi$ avec $\omega_B = \frac{qB}{\gamma mc}$ et γ est le facteur de LORENTZ individuel de la particule d'énergie E , défini par $E = \gamma mc^2$. $K_{\frac{5}{3}}(x)$ est une fonction de BESSEL modifiée de seconde espèce définie par :

$$K_n(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} \frac{e^{-x}}{(n - \frac{1}{2})!} \int_0^\infty e^{-t} t^{n-1/2} \left(1 - \frac{t}{2x}\right)^{n-1/2} dt \quad (3.16)$$

La relation (3.15) est très générale, et s'applique aussi bien au cas des électrons³ que des protons, dans le régime relativiste.

Pour des électrons, et pour une distribution isotrope des vitesses et en moyennant sur les angles d'attaque, on obtient en moyenne la puissance par électron suivante :

$$P = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_B \quad (3.17)$$

où $U_B = B^2/8\pi$ est la densité d'énergie magnétique, $\sigma_T = 8\pi r_e^2/3$ est la section efficace THOMSON, $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$ est le rayon classique de l'électron⁴ et $\beta = v/c$ (Rybicki & Lightman 1979, p. 169), ceci dans le système d'unités cgs (voir le chapitre A en annexe).

Afin de calculer le spectre multi-longueurs d'onde du rayonnement, dans le cas d'une source sphérique, il faut recourir à l'équation de transfert suivante (voir par exemple Gould 1979; Nahapetian 1998) :

$$I'(\nu') = \frac{j'(\nu')}{k'(\nu')} \left(1 - \frac{2}{\tau^2} [1 - e^{-\tau}(\tau + 1)]\right) \quad (3.18)$$

où $\tau = 2r_b k'(\nu')$ est la profondeur optique, r_b étant le rayon de la zone d'émission et $k'(\nu')$ le coefficient d'absorption dû à l'auto-absorption par les électrons (voir par exemple Rybicki & Lightman 1979) donné par :

$$k'(\nu'_s) = -\frac{1}{8\pi m_e \nu'_s{}^2} \int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_c} \gamma^2 \frac{d}{d\gamma} \left[\frac{N_e(\gamma)}{\gamma^2} \right] P_e(\nu'_s, \gamma) d\gamma \quad (3.19)$$

$P_e(\nu'_s, \gamma)$ est le coefficient d'émission synchrotron pour un seul électron [$\text{erg s}^{-1} \text{Hz}^{-1} \text{sterad}^{-1}$] moyenné sur une distribution isotrope d'angles d'attaque. Le facteur de LORENTZ individuel des leptons est $\gamma_{\min} \leq \gamma \leq \gamma_c$ (voir l'équation (3.48) plus loin).

Le coefficient d'émission⁵ synchrotron est donné par :

$$j'_s(\nu'_s) = \frac{1}{4\pi} \int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_c} N_e(\gamma) P_e(\nu'_s, \gamma) d\gamma \quad (3.20)$$

L'expression exacte de $P_e(\nu'_s, \gamma)$ donnée en (3.15) est assez complexe à calculer, car faisant intervenir une fonction de BESSEL modifiée. Mais une approximation adaptée au cas du calcul pour une population d'électrons, c'est-à-dire optimisée aux énergies considérées pour les électrons ($10^3 \lesssim \gamma \lesssim 10^6$), a été utilisée dans nos codes (voir l'équation 13 dans Chiaberge & Ghisellini 1999; Katarzyński et al. 2001), toujours en moyennant sur les angles d'attaque, afin de pouvoir intégrer simplement le spectre de puissance :

$$P_e(\nu'_s, \gamma) \sim \frac{3\sqrt{3}\sigma_T c U_B}{\pi \nu_B} c_1 t^{c_2} \exp(-c_3 t), \quad (3.21)$$

$$U_B = \frac{B^2}{8\pi}, \quad t = \frac{\nu'_s}{3\gamma^2 \nu_B}, \quad \nu_B = \frac{eB}{2\pi m_e c}$$

³Par abus de langage, dans la suite de ce chapitre, nous écrirons "électrons" pour nous référer à la fois aux électrons et aux positrons, afin d'alléger le texte.

⁴ou encore longueur de diffusion THOMSON.

⁵ou "émissivité".

où B est l'intensité du champ magnétique, $c_1 = 0.78$, $c_2 = 0.25$, $c_3 = 2.175$. Ces derniers coefficients sont obtenus par un ajustement de moindres carrés sur l'émissivité synchrotron pour un seul électron moyennée sur une distribution isotrope d'angles d'attaque. Après le changement de variable proposé en (3.21), l'émissivité synchrotron s'écrit de la manière suivante :

$$j'_s(\nu'_s) = \frac{3\sigma_T c U_B c_1}{8\pi^2 \nu_B} \sqrt{\frac{\nu'_s}{\nu_B}} \int_{t_{\min}}^{t_c} N_e \left(\sqrt{\frac{\nu'_s}{3t\nu_B}} \right) t^{c_2-3/2} \exp(-c_3 t) dt \quad (3.22)$$

où $t_{\min} = \frac{\nu'_s}{3\gamma_{\min}^2 \nu_B}$, $t_c = \frac{\nu'_s}{3\gamma_c^2 \nu_B}$

De même, on peut récrire le coefficient d'absorption $k'(\nu'_s)$ avec le même changement de variable, et on obtient :

$$k'(\nu'_s) = \frac{3\sqrt{3}\sigma_T c U_B c_1}{16\pi^2 m_e \nu_s'^2 \nu_B} \int_{t_c}^{t_{\min}} 3^{\frac{n}{2}} (n+2) K_1 \left(\frac{\nu'_s}{\nu_B} \right)^{-\frac{n}{2}} t^{c_2+\frac{n}{2}-1} \exp(-c_3 t) dt \quad (3.23)$$

où n est la pente de la DEE, et K_1 sa normalisation (mais voir l'équation (3.48) plus loin).

Nous sommes alors en mesure de calculer l'équation de transfert (3.18) et d'en déduire la luminosité synchrotron dans le référentiel de la source :

$$L'_s(\nu'_s) = 4\pi^2 r_b^2 I'_s(\nu'_s) \quad (3.24)$$

Nous pouvons maintenant en déduire le flux reçu par l'observateur, sans oublier que le blob est relativiste. On utilise donc la transformation de l'intensité $I(\nu) = \delta_b^3 I'(\nu')$ pour l'effet d'amplification DOPPLER. On tient également compte de la correction K cosmologique, qui corrige le flux du décalage vers le rouge de l'objet. Le flux est alors :

$$F_s(\nu'_s) = \pi \frac{r_b^2}{d_L^2} \delta_b^3 (1+z) I'_s(\nu'_s) \quad (3.25)$$

où d_L est la distance lumineuse, z est le décalage vers le rouge et $\delta_b = [\Gamma_b(1 - \beta \cos \theta)]^{-1}$ est le facteur DOPPLER pour lequel Γ_b est le facteur de LORENTZ du blob, θ est l'angle entre le vecteur vitesse du blob et la ligne de visée et $\beta = v/c$. Pour finaliser le calcul du spectre dans le référentiel de l'observateur, il faut encore transformer les fréquences par :

$$\nu_s = \frac{\delta_b}{1+z} \nu'_s \quad (3.26)$$

On a alors accès à la distribution spectrale d'énergie νF_ν pour l'émission synchrotron.

3.5 Compton inverse

La diffusion COMPTON représente l'interaction entre un photon et une particule de matière, comme un électron. La diffusion résulte en un échange d'énergie du photon vers la particule massive, par exemple lorsqu'un photon passe à proximité du nuage

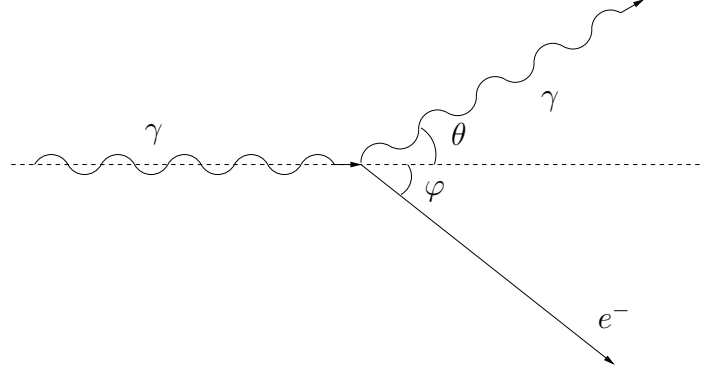


Fig. 3.4: Schéma de la diffusion COMPTON entre un photon et un électron au repos.

électronique d'un atome. Le photon voit donc sa longueur d'onde s'accroître, d'un montant donné par :

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c^2} (1 - \cos \theta) \quad (3.27)$$

où θ est l'angle de sortie du photon (voir la figure 3.4) et h est la constante de PLANCK. La longueur d'onde caractéristique pour un électron $\lambda_C = \frac{h}{m_e c}$ est la "longueur d'onde de COMPTON", et vaut 0.024 \AA .

Lorsque la particule de matière est assez énergétique, dans le régime relativiste par exemple, la diffusion inverse s'opère, appelée *diffusion COMPTON inverse*. Nous considérons ici la diffusion COMPTON inverse entre un photon et un électron relativiste. L'électron transfère alors une partie de son énergie au photon, qui voit donc sa fréquence augmenter. Plaçons-nous dans le référentiel du centre de masse, où l'électron relativiste est au repos. Notons ϵ' l'énergie initiale du photon, et ϵ'_1 son énergie finale. On a :

$$\epsilon' = \gamma\epsilon(1 - \cos \theta), \quad \epsilon'_{\max} = 2\gamma\epsilon \quad (3.28)$$

où θ est l'angle d'approche du photon, et $\gamma \gg 1$ est le facteur de LORENTZ de l'électron. On obtient alors :

$$\epsilon'_1 = \frac{\epsilon'}{1 + \frac{\epsilon'}{m_e c^2} (1 - \cos \theta'_1)} \quad (3.29)$$

avec θ'_1 l'angle de diffusion dans le centre de masse. La relation entre les énergies finales dans les référentiels du centre de masse et de l'observateur s'écrit :

$$\epsilon_1 = \gamma\epsilon'_1(1 + \cos \theta'_1) \quad (3.30)$$

Le régime de diffusion COMPTON dans lequel l'énergie du photon avant diffusion, dans le référentiel au repos de l'électron, est bien inférieure à l'énergie de masse de l'électron, *i.e.* $h\nu \ll m_e c^2$, définit le *régime THOMSON*. Dans ce régime, l'énergie finale du photon, dans ce même référentiel, est inchangée. L'électron perd une fraction négligeable de son énergie à chaque diffusion. En revenant au référentiel du laboratoire, ceci se traduit par le fait que l'énergie initiale de photon se trouve finalement translatée à une énergie maximum qui est plus grande d'un facteur $4\gamma^2$. Ceci s'écrit mathématiquement sous la forme :

$$\epsilon' \ll m_e c^2, \quad \epsilon'_1 \simeq \epsilon', \quad \epsilon_1^{\max} = 4\gamma^2\epsilon \quad \text{régime THOMSON} \quad (3.31)$$

Dans le régime THOMSON, la section efficace totale d'interaction est σ_T , la section efficace de THOMSON.

À l'instar de l'équation (3.17) pour la puissance synchrotron, la puissance par électron moyennée sur une distribution isotrope des vitesses, pour une diffusion COMPTON inverse, est donnée par :

$$P = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_{\text{rad}} \quad (3.32)$$

où U_{rad} est la densité d'énergie du champ de photon cible intervenant dans la diffusion. Ce champ de rayonnement peut être le rayonnement synchrotron généré par les mêmes électrons considérés, c'est le processus Synchrotron self-COMPTON (SSC) que nous allons décrire à la section 3.5.2. Le champ de rayonnement en question peut aussi être externe au blob de plasma, et on parle alors de rayonnement COMPTON inverse externe (EIC), que nous introduirons brièvement à la section 3.5.3.

3.5.1 Le régime Klein-Nishina

L'électrodynamique quantique montre que, pour un rayonnement non polarisé, la section efficace différentielle d'interaction $e - \gamma$ est donnée par la relation de KLEIN-NISHINA (Rybicki & Lightman 1979, p. 197), par décade en énergie du photon après diffusion, et par angle solide d'angle de diffusion :

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon'_1 d\Omega'_1} = \frac{3}{16\pi} \sigma_T \left(\frac{\epsilon'_1}{\epsilon'} \right)^2 \left(\frac{\epsilon'}{\epsilon'_1} + \frac{\epsilon'_1}{\epsilon'} - \sin^2 \theta'_1 \right) \delta(\epsilon'_1 - \epsilon') \quad (3.33)$$

Cette relation générale est valable quelle que soit l'énergie du photon incident, contrairement au cas du régime THOMSON. En intégrant sur l'énergie du photon diffusé, on obtient simplement :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'_1} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{\epsilon'_1}{\epsilon'} \right)^2 \left(\frac{\epsilon'}{\epsilon'_1} + \frac{\epsilon'_1}{\epsilon'} - \sin^2 \theta'_1 \right) \quad (3.34)$$

D'après Rybicki & Lightman (1979, p. 197), la section efficace totale s'écrit :

$$\sigma = \sigma_T \cdot \frac{3}{4} \left[\frac{1+x}{x^3} \left\{ \frac{2x(1+x)}{1+2x} - \ln(1+2x) \right\} + \frac{1}{2x} \ln(1+2x) - \frac{1+3x}{(1+2x)^2} \right] \quad (3.35)$$

avec $x = h\nu/mc^2$.

Cette relation se simplifie à basse énergie, *i.e.* pour $h\nu \ll m_e c^2$, pour redonner $\sigma \sim \sigma_T$ du régime THOMSON.

3.5.2 Synchrotron self-Compton

Dans le cadre du processus SSC, le rayonnement à plus haute énergie est dû aux photons synchrotron qui interagissent avec les électrons relativistes les ayant précédemment créés par processus synchrotron. Le calcul du rayonnement SSC suit ici l'approche de Inoue & Takahara (1996). Nous supposons que le rayonnement synchrotron précédemment décrit à la section 3.4 est uniforme dans la région d'émission, corrigé du fait qu'en réalité son intensité décroît radialement par rapport au centre du blob (Gould

1979). En effet, les électrons au centre du blob voient un champ de rayonnement synchrotron quasi homogène, ce qui n'est pas le cas pour les électrons situés au bord du blob. Cet effet peut être approché en normalisant l'intensité au centre du blob par un facteur $f_{\text{corr}} = 3/4$ (Kataoka et al. 1999) et en considérant ensuite cette intensité égale partout dans le blob.

L'émissivité SSC est donnée par :

$$j'_c(\nu'_c) = \frac{h}{4\pi} \epsilon'_c q(\epsilon'_c), \quad \text{où } \epsilon'_c = \frac{h}{m_e c^2} \nu'_c \quad (3.36)$$

où $q(\epsilon'_c)$ est le taux différentiel de production de photons :

$$q(\epsilon'_c) = \int d\epsilon'_s n(\epsilon'_s) \int d\gamma N_e(\gamma) C(\epsilon'_c, \gamma, \epsilon'_s) \quad (3.37)$$

$C(\epsilon'_c, \gamma, \epsilon'_s)$ est appelé le noyau COMPTON et est donné par Jones (1968) :

$$C(\epsilon'_c, \gamma, \epsilon'_s) = \frac{2\pi r_e^2 c}{\gamma^2 \epsilon'_s} \left[2\kappa \ln \kappa + (1 + 2\kappa)(1 - \kappa) + \frac{(4\epsilon'_s \gamma \kappa)^2}{2(1 + 4\epsilon'_s \gamma \kappa)} (1 - \kappa) \right] \quad (3.38)$$

où $\kappa = \frac{\epsilon'_c}{4\epsilon'_s \gamma (\gamma - \epsilon'_c)}$, et $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$ est le rayon classique de l'électron.

$n(\epsilon'_s)$ est la densité numérique des photons synchrotron par intervalle d'énergie :

$$n(\epsilon'_s) = f_{\text{corr}} \frac{4\pi}{hc \epsilon'_s} \frac{j'_s(\nu'_s)}{k'(\nu'_s)} \left(1 - e^{-k'(\nu'_s) r_b} \right) \quad (3.39)$$

La relation (3.39) ne peut être appliquée à l'équation (3.37) que sous la condition

$$\epsilon'_s \leq \epsilon'_c \leq \gamma \frac{4\epsilon'_s \gamma}{1 + 4\epsilon'_s \gamma} \quad (3.40)$$

à cause de la gamme d'énergie cinétique autorisée pour γ et ϵ'_s donnés. Cette relation (3.40) n'est valable que pour un processus COMPTON inverse, c'est-à-dire pour un transfert d'énergie d'un électron vers un photon.

Les photons SSC ainsi créés peuvent être absorbés par interaction $\gamma - \gamma$ de manière interne à la zone d'émission, limitant l'émissivité. L'émissivité SSC et cette absorption interviennent alors dans le calcul du transfert radiatif pour la partie COMPTON inverse dans l'équation (3.18). En plus de l'absorption interne à la source, les photons à haute énergie s'échappant de la source subissent encore une autre absorption $\gamma - \gamma$ lors de leur propagation vers la Terre avec le champ de rayonnement de l'*extragalactic background light* (EBL). Nous décrirons ces phénomènes d'absorption un peu plus loin, à la section 3.6 pour l'absorption interne, et à la section 3.7 pour l'absorption sur l'EBL.

De plus, dans le cadre d'un modèle SSC à une zone d'émission avec une population de leptons décrite par une loi de puissance simple, dans le régime THOMSON, le rapport des luminosités COMPTON inverse et synchrotron est égale au rapport entre la densité d'énergie des photons synchrotron et la densité d'énergie magnétique :

$$\frac{L_{\text{IC}}}{L_{\text{syn}}} = \frac{U_{\text{rad}}^{\text{syn}}}{U_B} \quad (3.41)$$

où $U_B = \frac{B^2}{8\pi}$ pour B exprimé en Gauss⁶. Sachant que $U_{\text{rad}}^{\text{syn}} = L_{\text{syn}}/4\pi r_b^2 c$, où r_b est la taille caractéristique de la zone d'émission, on obtient sous ces hypothèses que :

$$L_{\text{IC}} = \frac{2L_{\text{syn}}^2}{B^2 r_b^2 c} \propto L_{\text{syn}}^2 \quad (3.42)$$

Toutefois, des corrélations plus complexes peuvent être observées. On peut se référer à Katarzyński et al. (2005) pour plus de détails. Pour donner une courte liste de quelques travaux effectués sur la modélisation SSC, on peut citer les travaux de Ginzburg & Syrovatskii (1965); Rees (1967); Ghisellini & Maraschi (1989); Maraschi et al. (1992); Inoue & Takahara (1996); Katarzyński et al. (2001); Georganopoulos & Kazanas (2003); Lenain et al. (2008a) ou encore Boutelier et al. (2008).

3.5.3 Compton inverse externe

Begelman & Sikora (1987) ont émis l'idée que les électrons du jet relativiste des NAG puissent également subir une diffusion COMPTON inverse sur des photons issus d'un champ de rayonnement externe, c'est ce que l'on appelle le processus COMPTON inverse externe (EIC). Dans le cas SSC, le terme U_{rad} de l'équation (3.32) est la densité d'énergie du champ de rayonnement synchrotron, alors que dans le cas EIC il s'agit maintenant de la densité d'énergie d'un champ de rayonnement externe quelconque. On peut alors choisir la forme voulue de ce champ de rayonnement à injecter dans le terme $I'(\nu')$ de l'équation (3.39), puis recalculer l'émissivité COMPTON inverse à partir de l'équation (3.36) pour ce champ de rayonnement externe.

Les électrons du jet relativiste peuvent "voir" différents champs de rayonnement externes :

- l'émission du disque d'accrétion sous forme de *big blue bump* (Sikora & Zdziarski 1985; Begelman & Sikora 1987; Dermer et al. 1992; Dermer & Schlickeiser 1993; Sikora et al. 1994), qui est prédominante en UV. Cette émission est généralement calculée en utilisant une formulation simple de type corps noir, cependant un calcul plus réaliste prend en compte un disque multi-température ;
- la rediffusion de l'émission du disque d'accrétion par les nuages de la région d'émission des raies larges⁷ (Moderski et al. 2003) ;
- le rayonnement de la couronne chaude autour du disque d'accrétion dans les régions centrales du Noyau Actif de Galaxie (NAG) ;
- celui d'un tore de poussière à plus grande distance de l'engin central ;
- le champ de rayonnement stellaire de la galaxie hôte (Stawarz et al. 2003) ;
- ou encore le champ de rayonnement du *Cosmic Microwave Background* (CMB).

Selon la taille, la densité et la distance de la zone d'émission considérée dans le jet, ces différents champs de rayonnement peuvent chacun engendrer un processus EIC dominant la partie haute énergie de la distribution spectrale en énergie (DSE) des NAG.

⁶Dans le système international, où un champ magnétique s'exprime en Tesla, cette expression devient : $U_B = \frac{B^2}{2\mu_0}$ où $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ kg m A}^{-2} \text{ s}^{-2}$ est la permittivité magnétique du vide.

⁷*broad-lines region*.

3.6 Absorption interne des photons de haute énergie

Lorsque des photons de haute énergie E se propagent dans une source isotrope de rayonnement de faible énergie $\varepsilon \in [\varepsilon_1; \varepsilon_2]$ et de taille caractéristique R , ceux-ci peuvent être absorbés par interactions $\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+$. La profondeur optique associée est donnée par :

$$\tau(E) = \int_0^R \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} \sigma(E, \varepsilon) n_{\text{ph}}(\varepsilon, r) d\varepsilon dr \quad (3.43)$$

où $n_{\text{ph}}(\varepsilon, r)$ décrit la distribution spectrale et spatiale des photons cibles dans la source de taille R . Il peut s'agir des photons synchrotron émis dans la source dans le cas [SSC](#), ou bien de photons émis initialement à l'extérieur de celle-ci dans le cas d'une diffusion COMPTON inverse externe. Dans ce dernier cas, la distribution spectrale des photons cibles dépend du rayonnement extérieur considéré (voir la section [3.5.3](#) ci-dessus).

Pour une source sphérique, on fait souvent l'approximation suivante (voir par exemple [Coppi & Blandford 1990](#), équation (4.15)) :

$$\tau'_{\gamma-\gamma}(\epsilon'_c) \approx 0.2 \sigma_T \frac{1}{\epsilon'_c} n_{\text{ph}}(1/\epsilon'_c) R \quad (3.44)$$

Cette approximation a été initialement utilisée dans le code `sblob` ([Katarzyński et al. 2001](#), équation 13).

D'après [Aharonian et al. \(2008j\)](#), équation 2), une bonne approximation pour la section efficace totale d'interaction $\gamma - \gamma$ de production de paires peut s'écrire, pour un champ de photons cibles isotrope mono-énergétique :

$$\sigma_{\gamma-\gamma} = \frac{3\sigma_T}{2s^2} \left[\left(s + \frac{1}{2} \ln s - \frac{1}{6} + \frac{1}{2s} \right) \ln(\sqrt{s} + \sqrt{s-1}) - \left(s + \frac{4}{9} - \frac{1}{9s} \right) \sqrt{1 - \frac{1}{s}} \right] \quad (3.45)$$

où $s = E\varepsilon/m_e^2 c^4$, avec E l'énergie du photon primaire et ε l'énergie du photon cible. Nous avons implémenté cette approximation dans la version actuelle de notre code `sblob`.

On peut noter que cette absorption interne $\gamma - \gamma$ va donner lieu à la création de photons γ secondaires suite aux annihilations de paires ainsi créées. Nous ne prenons pas en compte cette création supplémentaire de photons γ dans nos codes, qui est généralement négligeable dans les domaines de paramètres explorés et est un effet de second ordre.

3.7 Absorption par le rayonnement de fond extragalactique infrarouge

L'Univers baigne dans un champ de rayonnement, le fond extragalactique infrarouge, qui est la relique des processus de formation des structures dans l'Univers. En effet, celui-ci représente la somme des processus radiatifs liés à l'émission des étoiles, du gaz et des poussières dans l'ensemble des galaxies depuis le découplage de la matière et du rayonnement ayant eu lieu peu après le Big Bang. L'assemblage de la matière

en étoiles et galaxies s’est accompagné de rayonnement engendré par les processus gravitationnels et nucléaires alors en jeu. Cette émission se fait principalement dans le domaine optique. L’expansion cosmique de l’Univers et l’absorption du rayonnement à courtes longueurs d’onde par les poussières et la ré-émission de celle-ci décale la majeure partie de ce champ de rayonnement dans le domaine infrarouge. En mesurant cet **EBL**, on peut contraindre certaines propriétés du processus de formation des structures et donc tenter de comprendre comment les galaxies et les étoiles se sont formées (voir par exemple Hauser & Dwek 2001).

Lorsque des photons de très hautes énergies (**THE**) se propagent dans l’espace entre leur source originelle et la Terre, ils subissent une interaction $\gamma - \gamma$ additionnelle par rapport à celle décrite en section 3.6, avec les photons de basse énergie de l’**EBL**.

En reprenant l’équation (3.45), la section efficace d’interaction $\gamma - \gamma$ est maximale pour $s^{\max} \approx 3.5$ avec $\sigma_{\gamma-\gamma}(s^{\max}) \approx 0.217\sigma_T$. En récrivant $\epsilon = sm_e^2c^4/E$, on voit donc que, pour un photon **THE** d’énergie $E \sim 1$ TeV, cette section efficace est maximale pour $\epsilon \sim 0.9$ eV, correspondant donc à une longueur d’onde de $\sim 1.4 \mu\text{m}$. Les photons cibles sont donc bien ici des photons de l’**EBL**, et non ceux du **CMB**.

L’observation directe de l’**EBL** est ardue, car contaminée par les sources en avant-plan dont la contribution absolue est mal connue et donc difficile à soustraire de l’émission totale en infrarouge, comme par exemple la lumière zodiacale du Système Solaire. Une des méthodes de mesure indirecte de l’**EBL** consiste simplement à compter individuellement les galaxies visibles, le plus loin possible, la somme de leur densité de flux donne alors une limite inférieure sur celle de l’**EBL** (voir la figure 3.5), à l’aide par exemple des satellites *IRAS*, *COBE* ou encore *Spitzer* (voir par exemple Dole et al. 2006; Bavouzet et al. 2008).

Comme expliqué ci-dessus, le spectre γ **THE** des sources extragalactiques est absorbé par interaction des photons γ **THE** avec ceux de l’**EBL** (voir la figure 3.6). Cette absorption sera d’autant plus prononcée que l’objet étudié est lointain. Si l’on connaît assez précisément la forme intrinsèque du spectre γ **THE** des blazars, la mesure de leur spectre **THE** depuis la Terre permet alors de mesurer indirectement le niveau d’absorption extrinsèque à la source dû à l’**EBL** à l’aide des instruments ČERENKOV **THE**. C’est là que les modèles d’émission des blazars sont cruciaux pour contraindre le spectre intrinsèque de ces sources. L’astrophysique γ **THE** permet donc aussi de mener des études cosmologiques.

Des études sont menées pour modéliser la densité de flux de l’**EBL**, soit en s’aidant de modélisations cosmologiques de formation des structures (voir par exemple Primack et al. 2001, 2005, 2008), soit en se basant sur les observations actuelles sur le comptage de galaxies, et/ou de blazars au TeV et en reconstruisant la densité de flux de l’**EBL** à partir des connaissances théoriques du spectre d’émission **THE** de ces objets (voir par exemple Kneiske et al. 2002, 2004; Aharonian et al. 2006e; Mazin & Raue 2007; Franceschini et al. 2008; Kneiske & Dole 2008; Raue et al. 2009)

3.8 Les modèles hadroniques

Dans les travaux de cette thèse, nous nous sommes concentrés sur les modèles leptoniques, qui semblent à première vue plus aptes à expliquer les émissions **THE** des **NAG**, en particulier lors d’états très actifs et très variables. Toutefois, une autre famille de modèles est basée sur l’hypothèse que les particules responsables de l’émission à haute énergie sont des hadrons. Plusieurs processus différents peuvent contribuer à

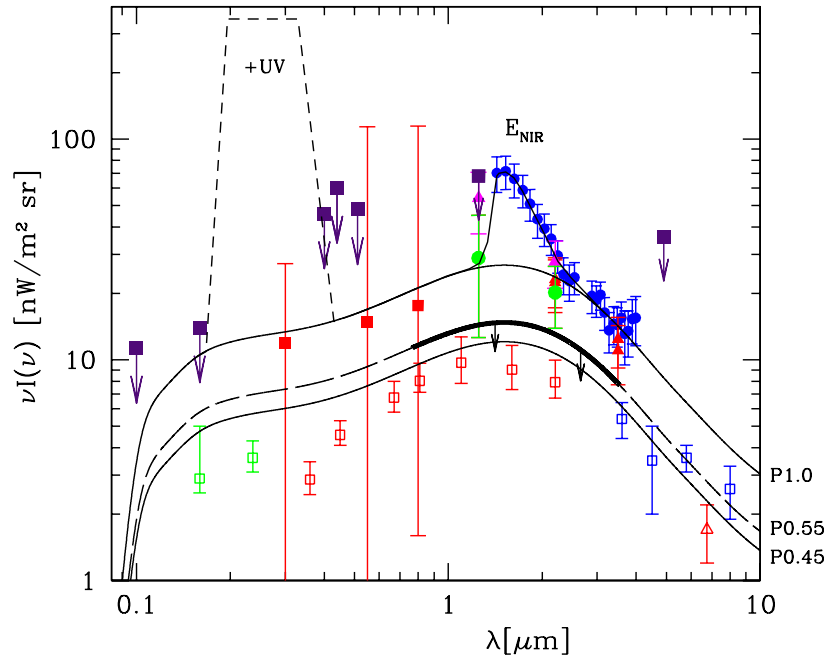


Fig. 3.5: DSE de l'EBL. La contribution en bleu est contaminée par la lumière zodiacale du Système Solaire. Extrait de Aharonian et al. (2006e).

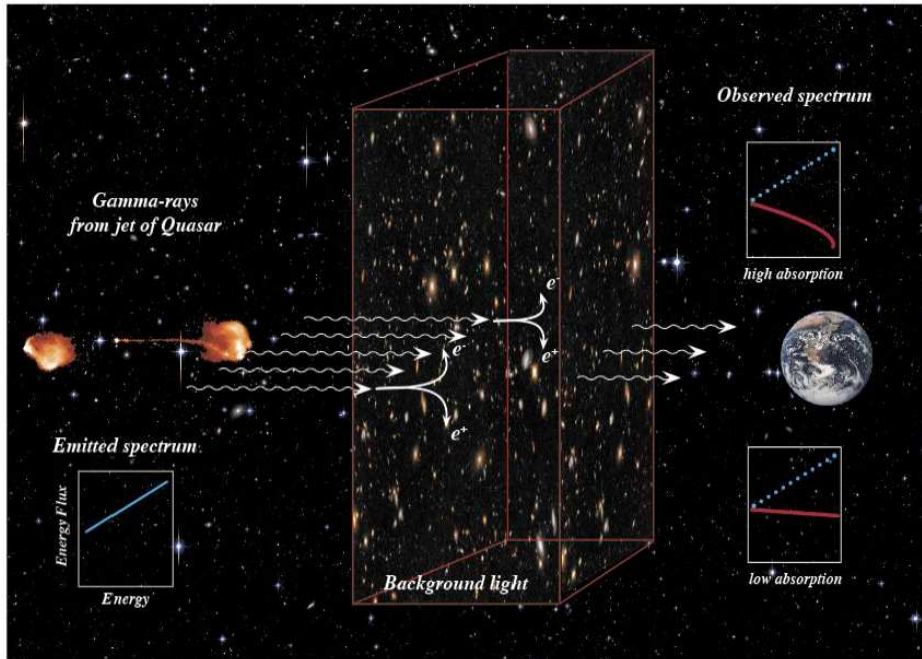


Fig. 3.6: Schéma de principe de l'absorption du spectre γ THE d'un blazar par l'EBL. Crédits : Collaboration H.E.S.S.

l'émission multi-longueurs d'onde dans cette famille. Nous allons les décrire brièvement ici.

3.8.1 Interactions photo-hadroniques

En supposant que les jets relativistes astrophysiques soient composés en partie de populations de protons relativistes, ces protons interagissent avec les photons du milieu ambiant, que ce soit des photons du jet relativiste lui-même, ou des photons d'un champ de rayonnement externe, comme provenant du disque d'accrétion et de la rediffusion de son rayonnement par exemple.

En effet, les interactions $p - \gamma$ principales sont :

$$\begin{aligned} p + \gamma &\rightarrow p + \pi^0 && \text{Cascade } \pi^0 \\ p + \gamma &\rightarrow n + \pi^+ && \text{Cascade } \pi^\pm \\ p + \gamma &\rightarrow p + e^+ + e^- && \text{Processus de BETHE-HEITLER} \end{aligned} \quad (3.46)$$

Les mésons π ainsi créés vont ensuite se désintégrer. En effet, le temps de vie moyen d'un méson neutre π^0 est $t_{\pi^0} = 8.4 \times 10^{-17}$ s, tandis que celui des mésons chargés est $t_{\pi^\pm} = 2.6 \times 10^{-8}$ s. Le méson neutre π^0 se désintègre principalement en donnant deux photons γ , selon $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Le canal principal de désintégration des mésons chargés est $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$. Les muons ainsi créés vont eux-mêmes se désintégrer rapidement ($t_\mu = 2.2 \times 10^{-6}$ s) pour donner des électrons et des positrons, ainsi que des neutrinos. Les électrons/positrons ainsi créés peuvent de nouveau produire des photons γ par annihilation de paires ou par rayonnement COMPTON inverse.

On peut ainsi se reporter aux travaux de [Mücke et al. \(2000\)](#); [Mücke & Protheroe \(2001\)](#); [Reimer et al. \(2004a,b\)](#); [Costamante et al. \(2008\)](#); [Boettcher et al. \(2008\)](#), qui donnent des détails sur le modèle *synchrotron proton blazar*, comprenant différents processus hadroniques pour lesquels le synchrotron protonique et les interactions $p - \gamma$ dominant généralement l'émission, incluant des applications à Mrk 501, M 87 ou encore 3C 279. On peut aussi se reporter aux travaux de [Mannheim et al. \(1991\)](#); [Mannheim \(1993a,b, 1995, 1996, 1998\)](#) dans lesquels là aussi les processus d'interactions photo-hadroniques dominant l'émission.

3.8.2 Interactions proton-proton

Dans le cadre des modèles hadroniques, si le jet est suffisamment dense en hadrons, deux protons du jet peuvent interagir entre eux pour créer des pions. Les protons du jet peuvent aussi interagir avec comme cible d'autres protons externes lorsque le jet rentre en collision avec le milieu ambiant, lors par exemple d'interaction avec des nuages de la région d'émission des raies larges, ou encore dans le choc terminal du jet.

L'interaction $p - p$ de deux protons donne lieu à la production de pions :

$$\begin{aligned} p + p &\rightarrow p + p + a(\pi^+ + \pi^-) + b\pi^0 \\ p + p &\rightarrow p + n + \pi^+ + a(\pi^+ + \pi^-) + b\pi^0 \\ p + p &\rightarrow n + n + 2\pi^+ + a(\pi^+ + \pi^-) + b\pi^0 \end{aligned} \quad (3.47)$$

où $a, b \in \mathbb{N}$. Ces réactions ne sont possibles que si les protons incidents ont une énergie supérieure à l'énergie seuil de $E_{\text{seuil}} = 290$ MeV, et $a = b = 1$ pour $E < 1$ GeV. Les mésons π ainsi créés vont ensuite engendrer des photons en se désintégrant, comme décrit en section 3.8.1.

Pour des applications aux sources galactiques, et à quelques sources extragalactiques, de modèles hadroniques dominés par des interactions $p - p$, on peut citer les travaux de [Romero et al. \(1996\)](#); [Dar & Laor \(1997\)](#); [Beall & Bednarek \(1999\)](#); [Romero & Torres \(2003\)](#); [Romero et al. \(2008\)](#); [Romero & Vila \(2008\)](#); [Owocki et al. \(2009\)](#); [Orellana & Romero \(2009\)](#).

3.8.3 Proton-synchrotron et rayonnement de courbure de proton

Tout comme les électrons, des protons en mouvement rayonnent en présence d'un champ magnétique. Pour contribuer de manière significative à la densité de flux d'un objet, l'énergie de ses protons doit être très importante, de l'ordre de $\sim 10^{19}$ eV, et de plus le champ magnétique doit être assez intense, de l'ordre de ~ 100 G, pour que l'émission synchrotron des protons soit détectable aux **THE** (voir par exemple [Aharonian 2000](#)). On peut alors se demander quels sont les processus d'accélération à l'œuvre pour accélérer des protons à de telles énergies. La réponse à cette question n'est pas encore acquise. On peut toutefois remarquer que l'existence de tels protons énergétiques est avérée grâce à l'observation de rayons cosmiques d'ultra hautes énergies (**RCUHE**), jusqu'à des énergies de l'ordre de $\sim 10^{20}$ eV. On peut se reporter aux travaux de [Aharonian \(2000, 2002, 2004\)](#) pour plus de détails sur l'application du rayonnement synchrotron de protons.

Une approche alternative de mécanisme de production de rayons γ **THE** directement par les protons repose sur le rayonnement de courbure de protons ultra-énergétiques dans le voisinage immédiat du trou noir central. De plus, ce nouveau mécanisme a l'avantage de pouvoir s'accommoder de variabilités rapides. Un trou noir en rotation rapide et ancré dans un champ magnétique externe peut générer des champs électriques importants et ainsi accélérer des protons jusqu'à des énergies de l'ordre de 10^{20} eV ([Levinson 2000](#); [Boldt & Loewenstein 2000](#); [Aharonian et al. 2002a](#)). En supposant que l'accélération de ces protons se fait dans une région proche du trou noir, à moins de trois rayons de SCHWARZSCHILD, et si le champ magnétique au niveau de l'horizon du trou noir est au moins de 10^4 G, on s'attend alors à ce que les protons émettent des rayons γ **THE** jusqu'à au moins 10 TeV par rayonnement de courbure. Le rayonnement de courbure des électrons, quant à lui, apporte une contribution négligeable à l'émission, à cause des pertes énergétiques sévères subies par les électrons.

3.9 Le modèle **SSC sblob**

Dans un premier temps, nous décrivons ici un modèle simple pour interpréter l'émission multi-longueurs d'onde dans les blazars vus aux **THE**. Une première application de ce modèle à RGB 0152+017 se trouve en section 4.1.

Dans le cas des blazars, on interprète l'émission multi-longueurs dans le cadre d'un modèle **SSC** à deux zones. Comme on l'a expliqué à la section 1.1, la distribution spectrale en énergie (**DSE**) de ces objets est composée de deux bosses proéminentes (voir la figure 1.7). De manière générale, la première bosse est attribuée au rayonnement synchrotron de leptons présents dans le jet. La partie basse fréquence de cette première composante est attribuée au jet étendu, et la partie à plus haute fréquence de cette composante provient du rayonnement de leptons présents dans une composante plus dense, se déplaçant plus vite au sein du jet étendu.

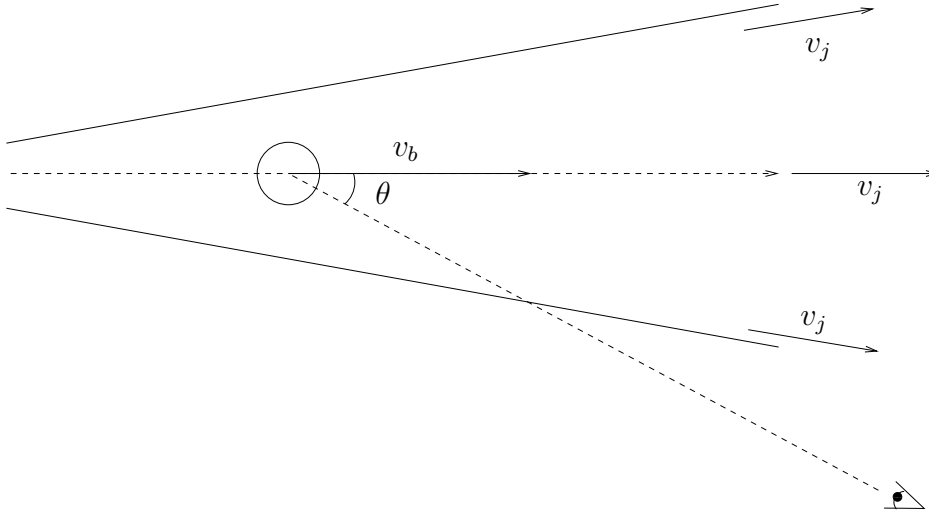


Fig. 3.7: Schéma du modèle “blob dans le jet”. Le jet relativiste a une vitesse v_j , et le nodule se propage selon l’axe du jet à une vitesse $v_b > v_j$. θ est l’angle entre l’axe du jet et la ligne de visée.

La nature de la seconde bosse dans la DSE est plus controversée. Comme nous l’avons vu, celle-ci peut être due au rayonnement SSC des électrons présents dans la zone compacte dans le jet, ou au rayonnement Compton inverse externe pour lequel le champ de rayonnement cible externe peut être la contribution stellaire de la galaxie hôte, ou le rayonnement du disque d’accrétion, ou celui de la couronne entourant l’engin central, ou encore la ré-émission du rayonnement absorbé dans la BLR⁸. Cette seconde composante peut également être d’origine hadronique (voir la section 3.8 ci-dessus pour plus de détails).

Dans le code `sblob`, initialement développé par Krzysztof KATARZYŃSKI (Katarzyński et al. 2001), un “blob”⁹ sphérique se propage avec un mouvement d’ensemble relativiste dans un jet étendu moyennement relativiste. Le blob est constitué d’une population de leptons, et est immergé dans un champ magnétique uniforme, plus intense que celui du jet étendu, et on le suppose localisé dans le jet, proche de l’engin central.

Le jet étendu est, quant à lui, inhomogène, et comporte un champ magnétique décrit par un gradient radialement décroissant. Il en va de même pour le profil de densité des leptons le constituant. Les particules du jet étendu sont ainsi responsables de l’émission radio, alors que celles du blob émettent dans les plus hautes fréquences de la DSE. Dans ce code, le mouvement du jet étendu et celui du blob sont parallèles (voir la figure 3.7). Le jet est fortement collimaté, comme on l’observe souvent dans les NAG pour lesquels le jet n’est pas aligné avec la ligne de visée.

Dans notre code `sblob`, le rayonnement est de nature Synchrotron self-COMPTON (SSC). Le calcul du transfert de rayonnement et l’émission par processus SSC dans le blob de plasma sphérique utilisent les expressions données dans les sections précédentes. Nous supposons que la population d’électrons/positrons, qui est responsable de l’émission non-thermique, a une densité numérique pouvant être décrite par une loi de puissance brisée :

⁸*broad-lines region* en anglais.

⁹ou “grumeau” ou encore “nodule”.

$$N_e(\gamma) = \begin{cases} K_1 \gamma^{-n_1} & \gamma_{\min} \leq \gamma \leq \gamma_b \\ K_2 \gamma^{-n_2} & \gamma_b \leq \gamma \leq \gamma_c \end{cases} \quad [\text{cm}^{-3}] \quad (3.48)$$

où $K_2 = K_1 \gamma_b^{n_2 - n_1}$, $\gamma = E/m_e c^2$, m_e est la masse d'un électron/positron et E représente son énergie. Nous avons vu à la section 3.1.2 que le processus d'accélération de FERMI produit une distribution en énergie des électrons et positrons (DEE) en loi de puissance simple. Cependant, notre choix d'une loi de puissance brisée s'avère le plus simple possible, et permettant tout de même de rendre compte des spectres observés. En effet, la nécessité de DEE plus complexes qu'une loi de puissance simple est apparue dans les années 1990, après la découverte des premiers blazars au TeV avec les instruments ČERENKOV CAT et HEGRA de seconde génération. Les campagnes multi-longueurs d'onde d'observations en rayons X et aux THE ont alors révélé qu'une modélisation dans le cadre SSC avec une DEE en loi de puissance simple ne pouvait pas rendre compte à la fois des observations en rayons X et γ . Selon le principe du rasoir d'OCKHAM, la solution la plus simple après une loi de puissance simple est une loi de puissance brisée. Physiquement, de telles lois de puissance brisées peuvent être effectivement générées par un équilibre entre les mécanismes d'accélération et de perte d'énergie des particules par refroidissement (Sikora et al. 1994). Ces électrons rayonnent par processus synchrotron jusqu'en rayons X, et interagissent alors avec les photons synchrotrons qu'ils viennent de produire par diffusion COMPTON inverse : il s'agit bien du processus SSC.

Dans le cadre d'une accélération stochastique des particules dans des turbulences d'ondes d'Alfvén, ces particules sont "empilées" à haute énergie¹⁰, et la DEE engendrée correspondante est sous forme de distribution quasi-Maxwellienne, pouvant également rendre compte des observations (voir la thèse de Ludovic SAUGÉ, Saugé 2004, pour plus de détails à ce sujet).

Le code `sblob` possède 8 paramètres libres. Les effets macrophysiques sont décrits par le champ magnétique B , le rayon du blob r_b et le facteur DOPPLER δ_b . Les processus radiatifs sont calculés à l'aide des données sur la DEE, avec les paramètres K_1 , γ_b , γ_c , n_1 et n_2 de l'équation (3.48). Tant qu'elle reste basse, la valeur de γ_{\min} n'est pas cruciale pour interpréter la DSE multi-longueurs d'onde d'un objet, car cette valeur affecte la partie auto-absorbée en synchrotron. De même, pour la composante inverse COMPTON, les particules ayant une énergie $\gamma \sim 10^3$ contribuent en général peu à la densité de flux totale par rapport au rayonnement synchrotron de particules à plus haute énergie. La valeur précise de γ_c n'est pas non plus critique, en ce qui concerne la reproduction de la partie haute énergie de la DSE. Toutefois, il faut tout de même que γ_c soit suffisamment élevé pour atteindre le domaine THE. C'est d'ailleurs un problème critique pour les simulations de processus d'accélération de particules, comme nous l'avons noté à la section 3.1.3 : ces simulations arrivent avec peine¹¹ à des valeurs de $\gamma_c \sim 1000$, mais l'observation même de photons en rayons X durs (pour la partie synchrotron) et de photons γ THE (pour la partie COMPTON) prouve la présence de particules bien plus énergétiques ($\gamma \sim 10^6$) dans ces objets.

Tous ces paramètres peuvent être potentiellement bien contraints lorsque des données multi-longueurs simultanées sont disponibles sur une large gamme de fréquences, ce qui n'est malheureusement pas souvent le cas. Une contrainte supplémentaire im-

¹⁰en anglais, on parle de *pile-up*.

¹¹mais, rappelons-le, il s'agit là essentiellement d'un problème de temps de calcul.

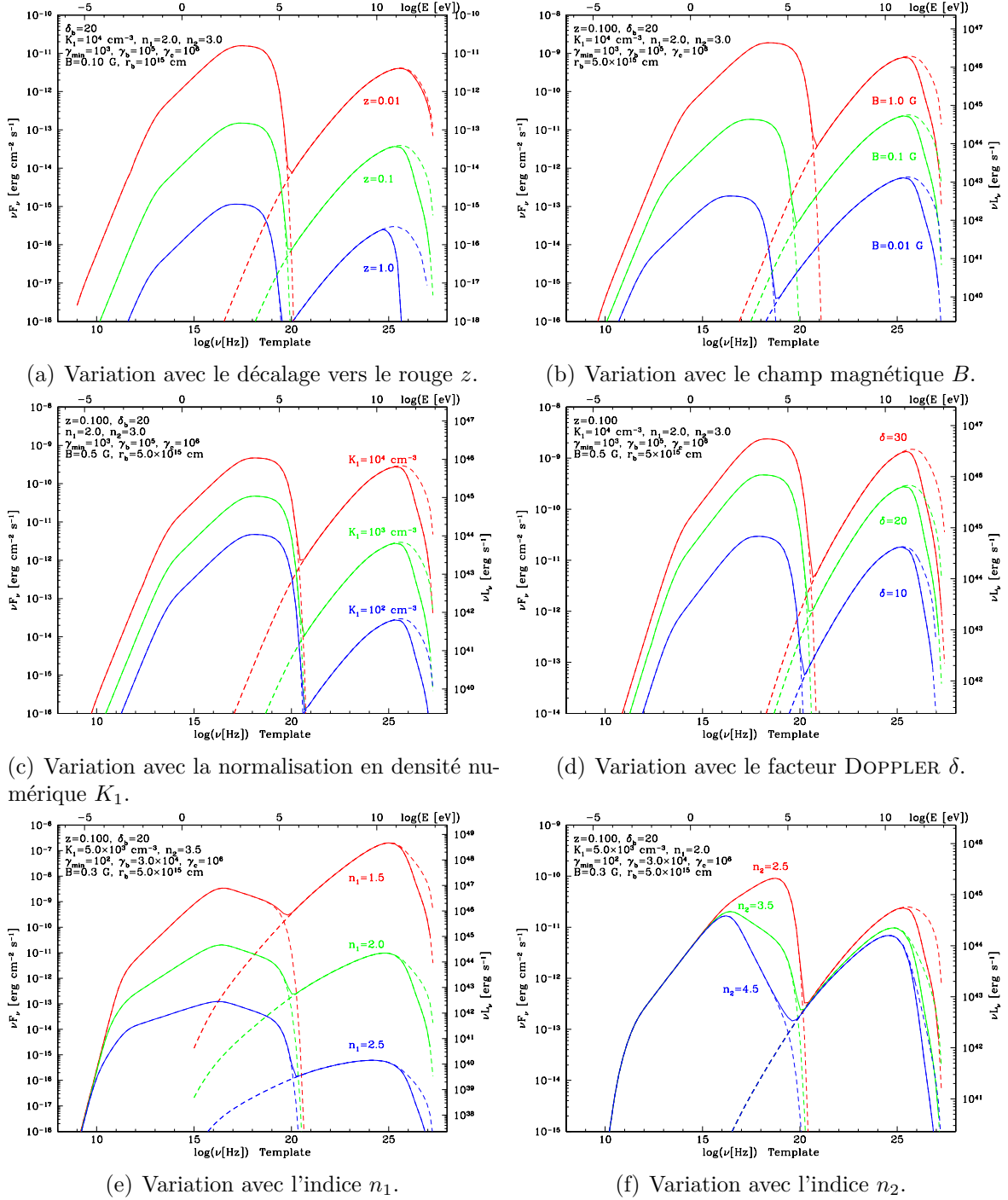


Fig. 3.8: Comportement des simulations SSC du modèle sblob. Les paramètres utilisés sont indiqués pour chaque sous-figure. Aux THE, la courbe en pointillés montrent le spectre sans correction de l'absorption par l'EBL.

portante provient de la variabilité. En effet, par argument de causalité, on obtient une limite supérieure sur la taille du blob :

$$r_b < \frac{c\delta_b}{1+z} \Delta t_{\text{obs}} \quad (3.49)$$

où Δt_{obs} est l'échelle de variation caractéristique observée dans le référentiel de l'observateur.

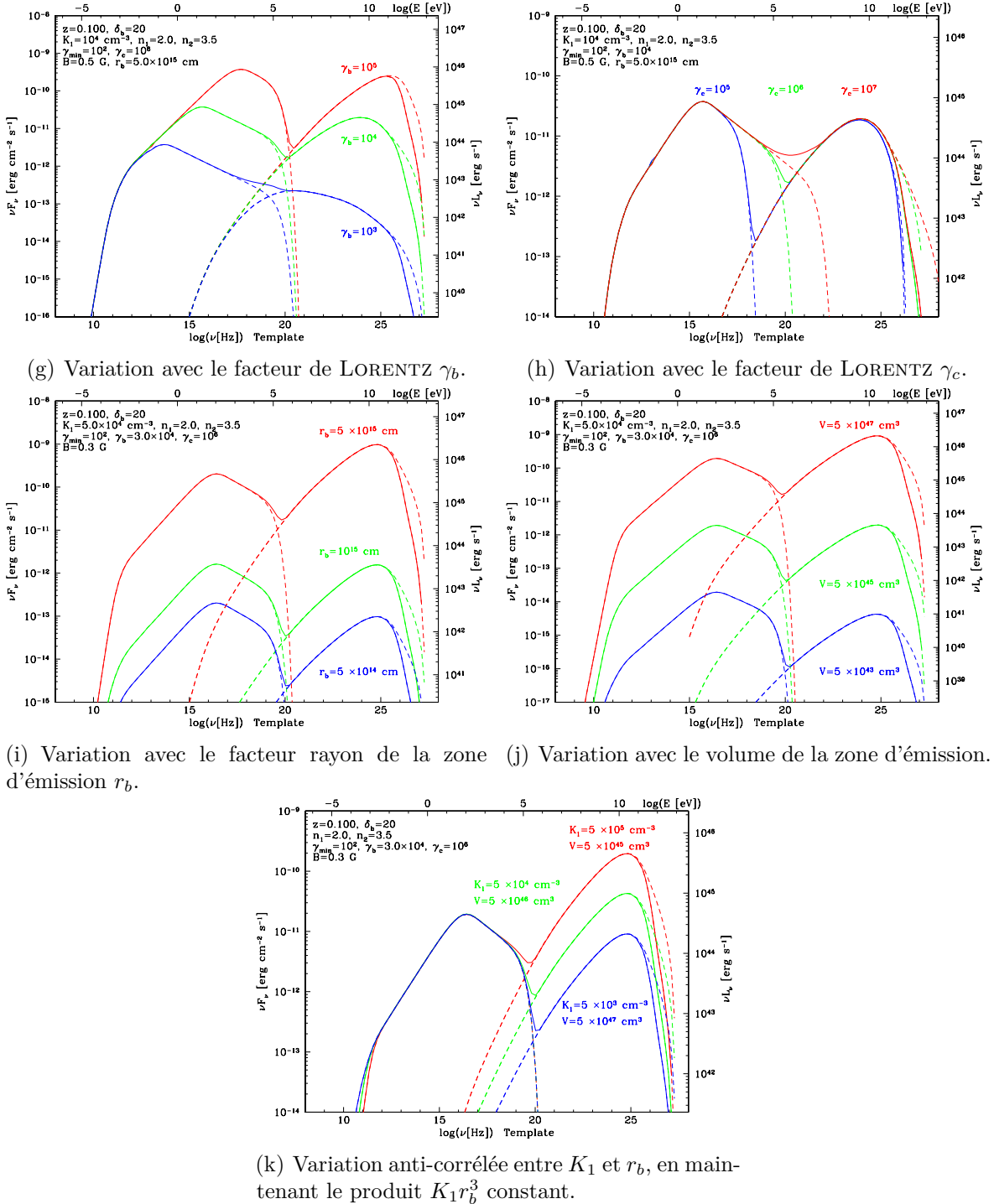


Fig. 3.8: Comportement des simulations **SSC** du modèle **sblob** (*suite*). Les paramètres utilisés sont indiqués pour chaque sous-figure. Aux **THE**, la courbe en pointillés montrent le spectre sans correction de l'absorption par l'**EBL**.

Comportement du modèle sblob : Nous présentons sur la figure 3.8 différents comportements du modèle SSC calculé avec le code sblob en faisant varier individuellement différents paramètres, et ce afin d’apprécier l’influence de ceux-ci. En particulier, sur la figure 3.8(a), on voit bien à la fois l’effet d’une variation de décalage vers le rouge sur l’ensemble de la DSE, mais aussi l’effet graduel de l’absorption due à l’*extragalactic background light* (EBL) sur la partie THE. Le modèle d’EBL choisi ici est celui de Kneiske et al. (2002, 2004).

En particulier, on voit également l’influence conjuguée des paramètres K_1 , r_b , γ_b et n_1 sur le rapport de luminosité entre les composantes synchrotron et COMPTON inverse. Ainsi, la figure 3.8(k) montre qu’une variation anti-corrélée de K_1 et r_b , en maintenant le produit $K_1 r_b^3$ constant pour conserver le nombre de particules émettrices, permet de faire varier l’intensité de la composante COMPTON inverse, en maintenant la partie synchrotron à niveau constant. Cette propriété est très utile pour la recherche de solutions d’émission multi-longueurs d’onde des sources étudiées. L’évolution décrite correspond alors essentiellement à une simple compression ou dilatation géométrique de la zone émettrice.

On peut aussi noter que, même en augmentant drastiquement la valeur de γ_c , la partie THE de la DSE n’est pas énormément affectée. En effet, on voit bien sur la figure 3.8(h) que la partie en rayons X de la DSE est bien plus sensible à ce paramètre que la partie THE, et ce pour une variation d’un facteur 100 de γ_c . En voici l’explication : dans le domaine THE, le rayonnement COMPTON inverse des particules de très hautes énergies de la DEE est limité par le régime KLEIN-Nishina, dans lequel la section efficace d’interaction $e^\pm - \gamma$ est plus faible que dans le régime THOMSON, et de plus ces photons γ THE sont aussi partiellement absorbés par l’EBL lors de leur propagation. On comprend donc la difficulté dans ce type de modèle à atteindre des énergies encore plus élevées, pour un facteur DOPPLER donné.

3.10 Le modèle SSC multi-blob

3.10.1 Description du modèle

Nous décrivons ici un code, multi-blob, adapté à partir de sblob pour interpréter l’émission γ THE observé dans la radio galaxie M 87. L’application à cette émission sera abordée en section 5.1. Nous allons toutefois introduire brièvement la problématique et le modèle, afin d’expliquer la motivation du développement du code multi-blob. Ce travail a donné lieu à une publication dans *Astronomy & Astrophysics*, dont la référence est Lenain et al. (2008a), que l’on peut trouver en annexe à la section E.2, page 253.

L’émission γ THE détectée en provenance de M 87, bien que partiellement attendue, soulève la question de l’origine de cette émission. En effet, dans le cas des blazars pour lesquels on ne voit que le jet très proche de la ligne de visée, dont le rayonnement est amplifié de manière relativiste, toute la géométrie de ce jet est “concentrée” sur une zone quasi ponctuelle sur le plan du ciel. Dans le cas de M 87, ce jet n’est pas directement aligné avec la ligne de visée. Il est donc bien plus facile d’étudier sa structure en radio, en optique ou en rayons X, par rapport aux blazars, mais le fait d’observer un rayonnement γ relativement intense de M 87 pose un problème. Si les blobs qui se propagent dans le jet de M 87 ne sont pas proches de la ligne de visée, comment rendre compte du flux γ THE observé sans avoir recours à une forte amplification DOPPLER relativiste ?

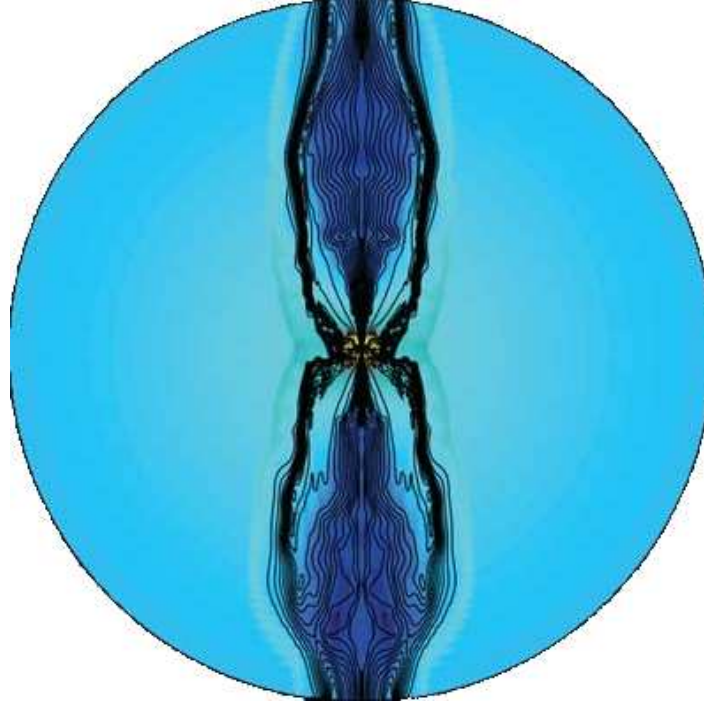


Fig. 3.9: Profil de densité d'un jet relativiste en simulations **MHDRG**, les contours représentant le profil du champ magnétique. Adapté de [McKinney \(2006\)](#).

Des résultats récents obtenus en MagnétoHydroDynamique (**MHD**) sur la modélisation de formation de jets astrophysiques ont montré que la base des jets devrait avoir un angle d'ouverture important, avant d'être collimaté selon un angle d'ouverture très faible à plus grande distance (voir par exemple [McKinney 2006](#), et la figure 3.9). Nous discuterons ces modèles plus en détails un peu plus loin et à la section 5.1.1.

Afin d'interpréter le rayonnement γ en provenance de M 87 vu par **H.E.S.S.**, nous avons généralisé le modèle “blob dans le jet” initialement développé pour les blazars au cas d'objets pour lesquels le jet n'est pas aligné avec la ligne de visée. Nous avons donc modélisé la zone de rayonnement comme une couronne de blobs située à environ $R_{\text{cap}} \sim 100r_g$ de l'engin central¹², dans la zone évasée de formation du jet, juste au-delà de la surface d'ALFVÉN prédite par les modèles **MHD**.

Pour interpréter le rayonnement γ **THE** en provenance d'objets à jets non-alignés, on pourrait imaginer un blob unique se propageant exactement selon la ligne de visée dans la zone évasée de formation du jet. Nous avons fait cette hypothèse à la fin de la section 5.1.2 à la page 150, que nous avons appliqué à M 87. Cependant, un tel modèle n'est pas satisfaisant car il est statistiquement très improbable qu'un blob unique se propage dans une direction aussi proche de la ligne de visée. C'est ce qui nous a amené à développer le modèle **SSC** multi-blob que nous décrivons ici. Un moyen de se débarrasser de ce problème statistique est de supposer que la zone d'émission est constituée d'une calotte hémisphérique centrée géométriquement sur le trou noir central, limitée par l'enveloppe du jet étendu, et remplie de petits blobs homogènes similaires. Ces blobs vont se propager dans la zone de formation du jet avec des vecteurs vitesses légèrement décalés, et engendreront ainsi un effet d'amplification DOPPLER différentiel entre les différents blobs.

Dans ce modèle, la région d'émission est supposée être localisée à une distance

¹² R_{cap} est la distance entre cette couronne et le trou noir central.

proche du trou noir supermassif central. Les modèles MHD de formation de jets relativistes nous aident à comprendre la formation, la collimation et la physique interne des jets aux échelles de quelques dizaines de rayons gravitationnels (voir la figure 3.9). Ainsi, par exemple, McKinney (2006) a modélisé la zone de formation de jet de manière générique, et applicable aux cas des sursauts¹³ γ , des NAG comme M 87, et des trous noirs présents dans les binaires X, en utilisant la théorie MHDRG. Il décrit la zone évasée du jet au voisinage du trou noir central, et trouve une surface d’ALFVÉN située à $\sim 50 r_g$. Nous supposons dans notre modèle SSC multi-blob que l’émission est localisée légèrement au-delà de cette surface, afin de permettre aux chocs et au processus d’accélération de FERMI de se mettre en place dans le jet. Les résultats de McKinney (2006) nous permettent de contraindre plusieurs de nos paramètres macroscopiques pour une distance $R_{\text{cap}} \sim 100 r_g$, comme le facteur de LORENTZ $\Gamma_b \lesssim 10$ pour le mouvement d’ensemble des blobs, le champ magnétique B et le demi-angle d’ouverture du jet $\varphi(r)$. En effet, géométriquement, le demi-angle d’ouverture du jet en fonction de la distance à l’engin central est décrit en utilisant l’équation (24) de McKinney (2006) :

$$\varphi(r) \approx 57^\circ \left(\frac{r}{2.8 r_g} \right)^{-0.3} \quad \text{pour } r \lesssim 120 r_g \quad (3.50)$$

Nous utilisons cette fonction dans notre modèle SSC multi-blob.

Un paramètre supplémentaire du modèle SSC multi-blob, par rapport au code `sblob`, est donc la donnée de la distance R_{cap} entre la zone d’émission γ THE et le trou noir central. Cependant, cette distance R_{cap} est elle-même contrainte par les simulations MHDRG de McKinney (2006) si l’on suppose que cette zone d’émission est située légèrement au-delà de la surface d’ALFVÉN, ce qui donne une distance de 100–150 r_g par rapport au trou noir. Cette surface est continue, mais pas forcément homogène. Elle peut donc être constituée de plusieurs blobs similaires, de rayons typiques r_b plus petits que dans le cas “blob dans le jet” (voir la figure 3.10).

Cette représentation en terme de blob est relativement simpliste. Il s’agit de la situation la plus aisée numériquement pour généraliser facilement le code `sblob` au cas d’objets à jets non-alignés. Cependant, en terme physique, ce modèle doit être perçu comme représentant un flot inhomogène de plasma traversant de manière continue un front de choc stationnaire situé juste au-delà de la surface d’ALFVÉN dans le jet. Les blobs représentent en fait des surdensités du plasma, tandis que les “trous” entre les blobs représentent des zones sous-denses.

Par souci de simplicité, nous modélisons la présence de 7 blobs dans cette zone en calotte, avec un blob central et 6 blobs distribués selon un hexagone (voir la figure 3.11). La géométrie de la calotte est ici centrée sur la ligne de visée, et non pas sur l’axe du jet, car les 7 blobs ainsi placés vont dominer le rayonnement par effet d’amplification DOPPLER, par rapport à la contribution d’autres blobs éventuels, situés par exemple sur un second cercle autour du blob central. La calotte est située à $\sim 100 r_g$ du trou noir central, et les paramètres macrophysiques sont contraints grâce aux travaux de McKinney (2006) comme spécifié ci-dessus. Ce choix du nombre de blobs est aussi justifié par le fait que le diamètre résultant de la calotte est du même ordre de grandeur que la taille caractéristique d’émission dans le modèle “blob dans le jet”. Toujours par souci de simplicité, et ce afin d’éviter d’augmenter le nombre de paramètres libres du modèle, nous supposons de plus que tous les blobs partagent les mêmes caractéristiques

¹³ γ -ray bursts (GRB) en anglais.

physiques (r_b , B , Γ_b) et sont remplis de particules ayant la même distribution en énergie des électrons et positrons (DEE) en loi de puissance brisée (voir l'équation 3.48).

Plus la taille individuelle des blobs est petite, plus ce modèle ressemble à un modèle à zone continue. Le choix de modéliser la zone d'émission en blobs discrétisés amène deux situations géométriques extrêmes :

- le cas “inter-blob” : la ligne de visée passe exactement entre trois blobs ;
- le cas “on-blob” : la ligne de visée est exactement alignée avec le vecteur de propagation d'un blob central, appelé blob n°0.

Le facteur DOPPLER pour chaque blob n° i , où $i \in \llbracket 0; 6 \rrbracket$, est maintenant exprimé de la façon suivante :

$$\delta_b^i = \frac{1}{\Gamma_b(1 - \beta_b \cos \alpha_i)} \quad (3.51)$$

où α_i est l'angle entre le vecteur vitesse du blob n° i et la ligne de visée. Nous conservons la notation θ pour l'angle entre l'axe du jet et la ligne de visée. Si la ligne de visée se situe entre trois blobs (cas “inter-blob”), alors ces trois blobs auront le même facteur DOPPLER et leur contribution au flux total du système sera égale, alors que les quatre derniers blobs verront leur contribution au flux total décroître avec une taille de blob individuelle r_b croissante. Si la ligne de visée est alignée avec le vecteur vitesse du blob central (cas “on-blob”), alors le facteur DOPPLER le plus important sera δ_b^0 . Dans ce cas, les six autres blobs auront tous le même facteur DOPPLER, et bien qu'inférieur à δ_b^0 , contribueront donc de la même manière au flux total et ce, de manière non négligeable par rapport au blob central, spécialement si les sept blobs se propagent quasiment dans la même direction, ce qui peut être le cas pour $r_b \leq r_g$.

On peut noter que certains modèles de jets font intervenir une accélération le long du jet, lorsque celui-ci devient collimaté (voir par exemple Melia et al. 2002; Vlahakis & Königl 2004) à l'échelle du parsec. Dans ces modèles, le long d'une coupe transversale du jet, la vitesse transverse du flot présente un gradient, mais ce gradient est généralement petit devant le profil de la vitesse radiale. En conséquence, nous choisissons ici de négliger ce gradient de la vitesse transverse du flot, qui est un effet de second ordre pour notre propos, et nous supposons que tous les blobs possèdent le même facteur de LORENTZ Γ_b de mouvement d'ensemble, bien qu'ils soient éjectés selon des directions légèrement différentes au sein du jet.

La figure 3.10 présente une vue de côté de la géométrie de notre modèle, dans le cas “on-blob”, tandis que la figure 3.11 en montre une vue de face. Sur la figure 3.10, le blob central se propage le long de la ligne de visée, et les six autres blobs se déplacent selon des directions légèrement différentes par rapport au blob n°0. L'angle représentant ces différences de direction de propagation entre le blob n°0 et les autres blobs est noté $d\alpha$. Un peu de géométrie permet de montrer que cet angle vaut :

$$d\alpha = 2 \arcsin \frac{r_b}{R_{\text{cap}}} \quad (3.52)$$

Le rayon individuel r_b est supposé être le même pour tous les blobs, afin d'éviter de multiplier le nombre de paramètres libres du modèle. Selon la valeur de l'angle d'orientation θ , il peut arriver dans les simulations qu'un blob se propage virtuellement en-dehors du jet étendu. Dans ce cas, la contribution de ce blob n'est pas prise en compte dans le calcul du flux total. Ce cas est illustré sur la figure 3.10.

Nous calculons ensuite le transfert radiatif pour chaque blob, dans son propre référentiel, dans un cadre SSC, comme décrit aux sections 3.4 et 3.5.2. La densité totale

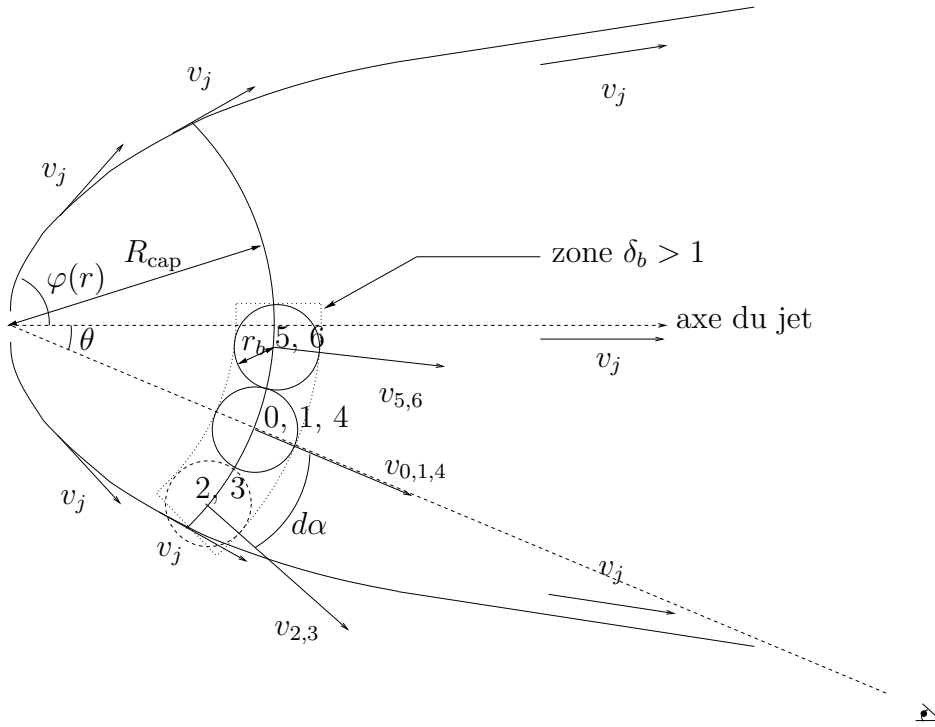


Fig. 3.10: Schéma vu de côté du modèle SSC multi-blob, dans le cas “on-blob”. v_j représente la vitesse du jet, les blobs sont numérotés de 0 à 6, $v_{0,\dots,6}$ sont leur vecteur vitesse correspondant, θ est l’angle entre l’axe du jet et la ligne de visée, $\varphi(r)$ est l’angle d’ouverture, r_b est le rayon individuel des blobs, et R_{cap} est la distance entre les blobs et le trou noir supermassif central. Dans ce schéma-ci, la contribution des blobs n°2 et 3 à la densité de flux totale serait rejetée, puisque ces blobs sortent du jet.

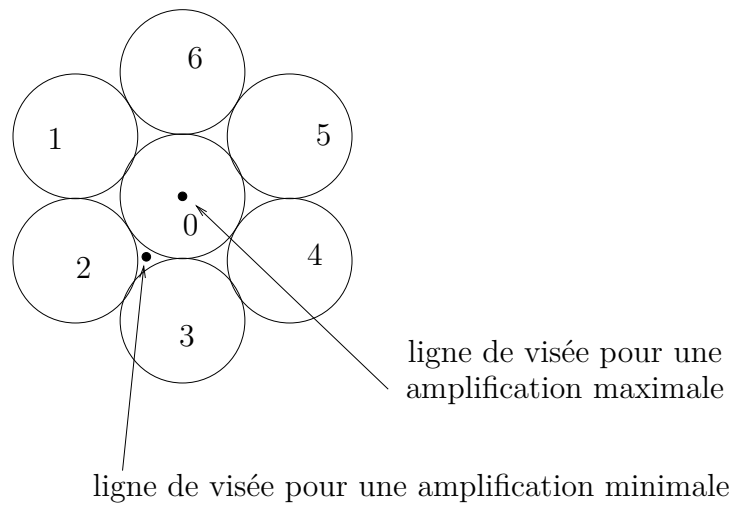


Fig. 3.11: Schéma vu de face du modèle SSC multi-blob. Les deux cas “on-blob” et “inter-blob” sont obtenus respectivement lorsque la ligne de visée est centrée sur le vecteur vitesse de blob central, ou lorsque la ligne de visée tombe entre trois blobs.

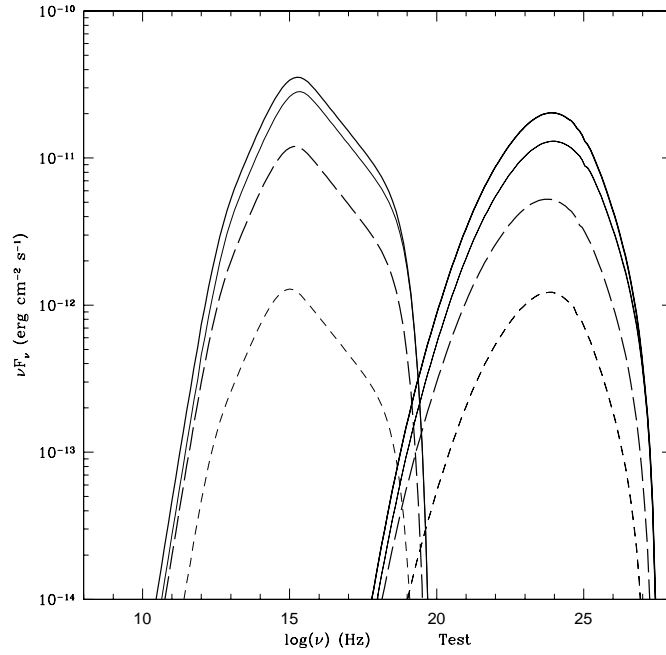


Fig. 3.12: Exemple illustratif de **DSE** obtenue avec le modèle multi-blob. La fine courbe pleine montre la contribution du blob central dans le cas “on-blob”, qui est alors le blob le plus amplifié. Sa contribution est largement dominante pour des valeurs de r_b suffisamment importantes de l’ordre de 5×10^{14} cm. La fine courbe pointillée montre la contribution individuelle de chacun des six autres blobs. La courbe pleine et épaisse représente la somme de toutes les contributions dans le cas “on-blob”. La courbe épaisse en pointillée représente la somme de toutes les contributions dans le cas “inter-blob”.

de flux dans le référentiel de l’observateur est alors la somme des contributions de chaque blob, prises dans le référentiel de l’observateur également. Nous négligeons la contribution de blob ayant éventuellement $\delta_b^i < 1$, ce qui peut être le cas si :

$$\alpha_i > \arccos\left(\frac{\Gamma_b - 1}{\Gamma_b \beta_b}\right) \Rightarrow \delta_b^i < 1 \quad (3.53)$$

La figure 3.12 montre une **DSE** illustrative des contributions des différents blobs dans les cas “on-blob” et “inter-blob”. Dans le cas “on-blob”, on y présente la contribution du blob central, et la contribution individuelle de chacun des six autres blobs. Ces blobs adjacents ont dans ce cas le même facteur DOPPLER, et contribuent donc de manière égale à la **DSE**. Cette figure montre également la somme de toutes les contributions dans le cas “inter-blob”. Si r_b est suffisamment important, le blob central, dans le cas “on-blob” dominera largement le flux total.

3.10.2 Discussions et implications du modèle multi-blob sur le schéma d’unification des **NAG**

Nous verrons des applications du modèle **SSC** multi-blob aux cas des radio galaxies M 87, Cen A, et PKS 0521–36, et du quasar 3C 273 au chapitre 5. En l’appliquant à des **NAG** appartenant à des classes différentes, ce modèle permet de retrouver des propriétés très similaires sur la taille de la zone d’émission au TeV et les valeurs du

champ magnétique, par exemple. De plus, les facteurs de LORENTZ Γ_b de mouvement d'ensemble peuvent rester de l'ordre de 10, une valeur assez basse réconciliant les modèles SSC avec les modèles (GR)MHD de formation de jet et les observations radio. Une image relativement unifiée semble donc émerger de cette étude.

Dans notre scénario multi-blob, nous localisons les zones d'émission X et γ dans la région de formation du jet, arborant un angle d'ouverture plus important que la région radio globale sondée en VLBI, qui est plus distante du noyau et se situe donc dans une région où le jet est déjà collimaté. Cette vision est quelque peu une réminiscence de ce que Celotti et al. (1993) avaient proposé il y a quelques années pour l'unification des objets de type BL Lac sélectionnés en rayons X et ceux sélectionnés en radio. Celotti et al. (1993) ont montré qu'une telle vision est en cohérence avec la statistique observée pour la population de BL Lac.

Puisque notre modèle peut rendre compte des observations en s'accommodant de facteurs de LORENTZ d'ensemble relativement faibles et avec de grands angles d'ouverture pour le jet, nous avons donc trouvé une façon de s'affranchir du problème de la crise DOPPLER sur la statistique de nombres de sources THE détectées évoqué par Henri & Saugé (2006). Pour plus de détails à ce sujet, on peut se reporter à la thèse de Ludovic SAUGÉ (Saugé 2004). Ainsi nous pouvons réconcilier les objets à jet aligné et non-aligné. Une conséquence importante de notre modèle est que les BL Lac non alignées devraient être également des émetteurs au TeV. Ceci pourra être testé par de futures observations avec H.E.S.S. II et ČERENKOV Telescope Array (CTA).

En effet, Padovani (2007) montre que le schéma historique d'unification des low-frequency-peaked BL Lac (LBL) et high-frequency-peaked BL Lac (HBL) (la "séquence des blazars") semble devenir obsolète de par la découverte d'objets hors normes, comme des LBL de faible puissance et des HBL de forte puissance. Il ne paraît donc pas impossible que des objets apparemment très différents de prime abord, comme les radio galaxies telles que Cen A, puissent être des émetteurs aux THE. De plus, le fait que M 87, Cen A et peut-être 3C 66B (voir le chapitre 5) soient détectées aux THE est très encourageant pour de futures observations de radio galaxies. On verra que 3C 273 ressemblerait plutôt à une LBL non alignée. La détection largement majoritaire de HBL aux THE ne pourrait qu'être due à un effet de sélection. Une détection de 3C 273 aux THE ne serait donc pas extrêmement surprenante.

Le scénario multi-blob proposé permet aussi de répondre partiellement au paradoxe lié à l'absence de mouvements d'ensemble superluminiques à la base des jets des BL Lacs au TeV. Dans notre modèle, certains blobs, émetteurs en rayons X et γ , se déplacent dans une direction proche de la ligne de visée, permettant ainsi à Cen A et PKS 0521–36, par exemple, d'être potentiellement détectées aux THE, bien qu'étant des objets à jets non-alignés avec la ligne de visée.

Ce fait est en accord avec les travaux récents de Gopal-Krishna et al. (2006, 2007), qui montrent que les angles d'orientation, les angles d'ouverture, et les facteurs LORENTZ des jets à l'échelle du (sub-)parsec seraient habituellement sous-estimés dans les observations radio. Ceci réconcilie l'absence apparente de mouvements superluminiques en radio avec les larges facteurs LORENTZ usuellement requis dans les modèles d'émission aux THE. Wiita (2006) souligne aussi la possibilité de réconcilier diverses observations contradictoires en invoquant des jets d'angles d'ouverture relativement grands, de quelques degrés.

En conclusion, notre modèle SSC multi-blob permet d'interpréter et de prédire l'émission THE d'objets présentant des jets étendus non dirigés vers l'observateur. Ce modèle prend en compte de manière simple un effet d'amplification DOPPLER différen-

tielle en modélisant l'émission de plusieurs blobs de plasma situés dans la zone évasée de formation du jet, près du trou noir central, juste au-delà de la surface d'ALFVÉN prédite dans les modèles **MHD**.

Plusieurs types de noyaux actifs pourraient être des émetteurs potentiels aux **THE**, ce qui pourra être testé avec les instruments ČERENKOV actuels et futurs, comme **CTA**. De telles données seront cruciales pour tester les différents schémas d'unification des **NAG**.

3.11 Code Synchrotron self-Compton dépendant du temps

Le code dynamique utilisé pendant cette thèse a été développé par Krzysztof KATARZYŃSKI (Katarzyński et al. 2003). Nous allons le décrire succinctement ici. Le détails des calculs sur l'évolution des distributions de particules du jet étendu et du blob se trouvent en annexe, au chapitre **B** à la page 239. Le traitement dépendant du temps du processus **SSC** requiert un traitement plus complexe que ce que nous avons décrit ci-dessus pour le cas stationnaire. Nous décrivons ici brièvement la géométrie du modèle.

3.11.1 Géométrie du jet

Le jet étendu a une forme conique ou parabololoïde. Afin de simplifier le calcul du transfert de rayonnement le long du jet, celui-ci est discrétisé par un système d'éléments cylindriques homogènes, c'est-à-dire que le jet étendu est découpé en tranches. Ces tranches se propagent avec une vitesse constante V_{jet} et se dilatent radialement de manière adiabatique. Cette extension adiabatique est contrôlée afin que la structure globale suive une géométrie conique, ou parabololoïde. La longueur L_{jet} et le rayon R_{jet} de chaque tranche augmentent avec le temps selon :

$$L_{\text{jet}}(t_{\text{jet}}^i) = L_{\text{jet}}^i = V_{\text{exp}} t_{\text{jet}}^i \quad (3.54)$$

$$R_{\text{jet}}(t_{\text{jet}}^i) = R_{\text{jet}}^i = R_{\text{jet}}^1 \left(\frac{t_{\text{jet}}^i}{t_{\text{jet}}^1} \right)^{r_{\text{jet}}} \quad (3.55)$$

où V_{exp} est la vitesse d'expansion de la hauteur du cylindre considéré, supposée constante pour toutes les tranches du jet. R_{jet}^1 est le rayon du premier cylindre, et le paramètre r_{jet} décrit la géométrie conique ou parabololoïde du jet. t_{jet}^i est le paramètre temporel décrit par :

$$t_{\text{jet}}^1 = \frac{L_{\text{jet}}^1}{V_{\text{jet}}} \quad (3.56)$$

$$t_{\text{jet}}^i = \frac{L_{\text{jet}}^{i-1} + 2V_{\text{jet}}t_{\text{jet}}^{i-1}}{2V_{\text{jet}} - V_{\text{exp}}}, \text{ pour } i > 1. \quad (3.57)$$

Une telle paramétrisation engendre une corrélation entre le taux d'expansion des tranches et leur vitesse radiale. Ainsi, on peut construire un système global conique ($r_{\text{jet}} = 1$) ou parabololoïde ($r_{\text{jet}} < 1$) à partir de tranches cylindriques en mouvement et en expansion. On suppose que le jet étendu est maintenu par un écoulement continu

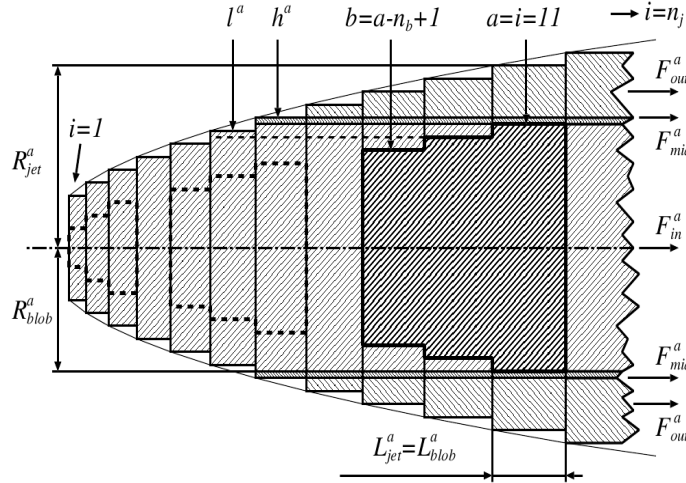


Fig. 3.13: Schéma représentatif de la géométrie du modèle SSC dépendant du temps. Extrait de Katarzyński et al. (2003).

de tranches depuis l'engin central. Les tranches sont numérotées selon $i \in \llbracket 1, n_j \rrbracket$, où n_j est le nombre total de tranches formant le jet.

Le jet est baigné dans un champ magnétique, qui est supposé homogène dans chaque tranche. Le champ magnétique décroît globalement le long du jet sous forme de loi de puissance paramétrée par :

$$B(t_{\text{jet}}^i) = B_{\text{jet}}^i = B_{\text{jet}}^1 \left(\frac{t_{\text{jet}}^i}{t_{\text{jet}}^1} \right)^{-m_{\text{jet}}} \quad (3.58)$$

où B_{jet}^1 est le champ magnétique initial dans la première tranche. Dans ce modèle, le champ magnétique décroît relativement rapidement le long du jet, plus vite en fait par rapport à une situation où le flux magnétique serait conservé, ce qui correspondrait à $m_{\text{jet}} = 2r_{\text{jet}}$. Ceci peut être justifié si l'on considère un champ magnétique turbulent ou en évoquant des phénomènes de reconnexion magnétique au sein du jet.

3.11.2 Évolution de la géométrie du blob

À l'instar du modèle stationnaire "blob dans le jet", le modèle dynamique présenté ici suppose également que la partie haute énergie de la DSE est due au rayonnement d'une composante compacte dans le jet, un blob. La différence principale entre le blob et le milieu du jet étendu apparaît dans l'énergie maximale et la densité des électrons.

Comme dans le cas du jet étendu, le blob lui-même est discrétisé en tranches cylindriques. La longueur des tranches du blob évolue exactement de la même façon que celles du jet, et on a donc $L_{\text{blob}}(t_{\text{jet}}^i) = L_{\text{jet}}(t_{\text{jet}}^i)$. Le rayon des tranches du blob est inférieur ou égal à celles du jet, et évolue proportionnellement au rayon des tranches dans le jet, selon une loi de puissance de pente r_{jet} :

$$R_{\text{blob}}(t_{\text{jet}}^i) = R_{\text{blob}}^i = R_{\text{blob}}^1 \left(\frac{t_{\text{jet}}^i}{t_{\text{jet}}^1} \right)^{r_{\text{jet}}} \quad (3.59)$$

où R_{blob}^1 est le rayon initial de la première tranche du blob. Le blob est situé transversalement au centre du jet, et les vitesses de propagation du jet et du blob sont identiques.

La figure 3.13 représente l'évolution de la géométrie du blob, et la structuration en tranches du blob et du jet.

Par rapport à la version originale du code développée par Krzysztof KATARZYŃSKI, nous avons modifié le traitement du calcul de l'absorption des photons γ THE par l'EBL, en implémentant différents modèles d'opacité optique de l'EBL plus récents que celui de Stecker & de Jager (1998) utilisé initialement. Nous avons donc pris en compte les travaux de Kneiske et al. (2002, 2004). Ces auteurs donnent une relation semi-analytique entre l'opacité optique due à l'absorption par l'EBL et le décalage vers le rouge de l'objet considéré, bien pratique pour calculer cette absorption pour différentes sources. Nous avons également implémenté le modèle d'EBL fourni par Franceschini et al. (2008), pour le décalage vers le rouge spécifique de PKS 2155–304.

Nous verrons à la section 4.2.3 une application de ce modèle SSC dynamique aux phénomènes éruptifs rapides de PKS 2155–304 observés en Juillet 2006. Pour une autre application au cas de Mrk 421, on peut se reporter à Katarzyński et al. (2003) suite à l'état actif observé avec Rossi *X-ray Timing Explorer* (RXTE) et HEGRA en 2000.

Au chapitre C en annexe, nous présenterons brièvement un travail initié sur la grille de calcul européenne Enabling Grids for E-sciencE (EGEE)¹⁴ pour calculer de manière quasi exhaustive les solutions possibles avec les codes sblob et SSC dépendant du temps. Le but est d'optimiser la recherche de paramètres acceptables pour les futures observations avec H.E.S.S. II et CTA, ce qui permettra de trouver des contraintes sur les paramètres libres de nos codes au vu de ces observations pour un large ensemble de sources.

¹⁴<http://www.eu-egEE.org/>.

Chapitre 4

Études spécifiques de deux blazars

In the beginning the Universe was created. This has made a lot of people very angry and has been widely regarded as a bad move.

The Restaurant at the End of the Universe

Douglas ADAMS (1952–2001)

Space is big. You just won't believe how vastly, hugely, mind-bogglingly big it is. I mean, you may think it's a long way down the road to the chemist's, but that's just peanuts to space.

The Hitchhiker's Guide to the Galaxy

Douglas ADAMS (1952–2001)

Sommaire

4.1	RGB J0152+017	102
4.1.1	Introduction	102
4.1.2	Identification de la source	103
4.1.3	Observations avec H.E.S.S. et résultats	104
4.1.4	Observations multi-longueurs d'onde avec <i>Swift</i> , <i>RXTE</i> , <i>ATOM</i> , et le radio télescope de Nançay	108
4.1.4.1	Données en rayons X avec <i>Swift</i> et <i>RXTE</i>	108
4.1.4.2	Données optiques	109
4.1.4.3	Données radio	110
4.1.5	Discussion	111
4.1.6	Conclusion	113
4.2	PKS 2155–304	113
4.2.1	Présentation de PKS 2155–304	113
4.2.2	Variabilité rapide lors de la première éruption de Juillet 2006	115
4.2.2.1	Description du modèle de CHIABERGE & GHISEL- LINI	116
4.2.2.2	Application à l'éruption de PKS 2155-304 du 28 Juillet 2006	118
4.2.3	Variabilité THE et campagne multi-longueurs d'onde en Juillet 2006	122
4.2.3.1	Modélisation stationnaire	126
4.2.3.2	Interlude : PKS 2155–304 et gravité quantique	131
4.2.3.3	Modélisation dynamique	135
4.2.3.4	Conclusion sur les états d'extrême activité aux THE	139
4.2.4	La campagne conjointe H.E.S.S./ <i>Fermi</i> de 2008	141

Nous décrivons ici deux études spécifiques de blazars, les objets RGB J0152+017 et PKS 2155–304, le premier vraisemblablement en état calme, et le deuxième durant une période d’activité extrême. RGB J0152+017 a été découvert comme émetteur au TeV par [H.E.S.S.](#) en Novembre 2007, et j’ai participé activement, au nom de la collaboration [H.E.S.S.](#), à l’analyse de données montrant un excès significatif de photons γ très hautes énergies ([THE](#)) en provenance de cet objet, ainsi qu’à l’interprétation de ce rayonnement dans le cadre du modèle “blob dans le jet”. Ceci nous donnera l’occasion d’introduire ici une première application de ce modèle.

En Juillet 2006, le blazar PKS 2155–304 est entré dans une phase éruptive extrême, nous offrant ainsi l’un des plus riches ensembles de données aux [THE](#) existants à ce jour, avec une statistique de photons inégalée. Nous décrivons d’abord brièvement l’historique observationnel de cet objet, avant d’introduire l’ensemble des données acquises pendant cette phase active. Nous interpréterons ensuite cette variabilité rapide dans le cadre de deux modèles Synchrotron self-COMPTON ([SSC](#)) dynamiques pour les deux éruptions majeures observées pendant cette phase active.

4.1 RGB J0152+017

La section [4.1](#) exposée ci-après a donné lieu à une publication dans *Astronomy & Astrophysics*, que j’ai co-écrite avec Dalibor NEDBAL pour la collaboration [H.E.S.S.](#) en tant qu’auteur correspondant, et qui peut être trouvée en annexe à la section [E.3](#), page [265](#).

4.1.1 Introduction

Détectée pour la première fois en tant que source radio ([Becker et al. 1991](#)) en utilisant le télescope Green Bank NRAO et dans le relevé Parkes-MIT-NRAO ([Griffith et al. 1995](#)), RGB J0152+017 a été ensuite identifiée comme étant une BL Lac par [Laurent-Muehleisen et al. \(1998\)](#) qui l’ont localisée à $z = 0.080$, puis a été tout d’abord classée comme étant une *intermediate-frequency-peaked BL Lac* ([IBL](#)) ([Laurent-Muehleisen et al. 1999](#)). [Brinkmann et al. \(1997\)](#) font état de la première détection de RGB J0152+017 en rayons X dans l’échantillon *ROSAT*-Green Bank ([RGB](#)). La galaxie hôte est une elliptique d’une luminosité $M_R = -24.0$ ([Nilsson et al. 2003](#)). Cette source présente des flux radio et X intenses, ce qui en a fait un bon candidat d’émetteur aux [THE](#) d’après le critère de [Costamante & Ghisellini \(2002\)](#), motivant ainsi son observation avec l’expérience [H.E.S.S.](#)

Comme déjà expliqué, la distribution spectrale en énergie ([DSE](#)) multi-longueurs d’onde des objets de type BL Lac est typiquement caractérisée par une structure en double pics, usuellement attribuée à de l’émission synchrotron du domaine radio jusqu’aux rayons X et à la diffusion COMPTON inverse dans le domaine γ , ce qui est bien décrit par des modèles [SSC](#) (voir par exemple [Aharonian et al. 2005a](#), pour une application aux données [H.E.S.S.](#)). Cependant, comme le flux des objets de type BL Lac peut être hautement variable (voir par exemple [Krawczynski et al. 2000](#)), l’utilisation des versions stationnaires de ces modèles n’est pertinente que pour des observations multi-longueurs d’onde d’état d’activité relativement calme. Les observations radio, optique, en rayons X, et aux [THE](#) contemporaines présentées ici ne présentent aucune variabilité significative. Cet ensemble de données contemporaines, et particulièrement

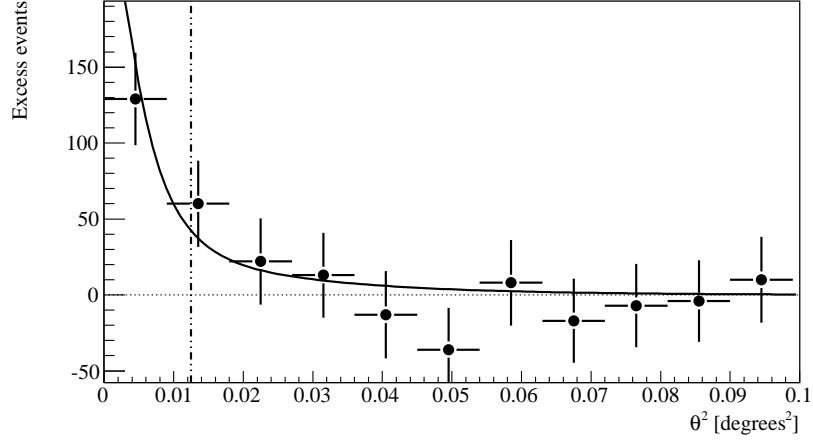


Fig. 4.2: Distribution angulaire des événements en excès pour RGB J0152+017. La ligne en tirets-pointillés représente la coupure en distance angulaire utilisée pour extraire le signal de la région source. La distribution d'excès est compatible avec la fonction d'étalement de point de H.E.S.S. calculée par simulations Monte Carlo (courbe pleine).

(2006), ces deux entrées correspondent effectivement à la même source, une différence de décalage vers le rouge de 0.002 n'étant pas significative.

4.1.3 Observations avec H.E.S.S. et résultats

RGB J0152+017 a été observé avec le réseau H.E.S.S. entre le 30 Octobre et le 14 Novembre 2007. Les données ont été prises en mode *wobble*, pour lequel les télescopes se décalent légèrement de typiquement 0.5° entre chaque pose de 28 min (Aharonian et al. 2006b). Après la sélection des événements en prenant en compte les périodes de mauvais temps et de problèmes matériels, le temps effectif total utilisé dans l'analyse est de 14.7 h. L'angle zénithal moyen des observations est de 26.9° . L'analyse de ces données a été faite en collaboration avec Dalibor NEDBAL du MPI-K à Heidelberg, en Allemagne.

Les données sont calibrées comme décrit dans Aharonian et al. (2004c). Les énergies sont reconstruites en tenant compte de l'évolution de l'efficacité optique (Aharonian et al. 2006b). La séparation des événements de type photon γ du fond de rayons cosmiques se fait en utilisant la méthode des moments de HILLAS (Hillas 1985). Les coupures *standard* (Aharonian et al. 2006b) appliquées aux données servent ensuite à l'extraction du signal. Les événements sur la source ont été extraits dans une région circulaire autour de la source avec un rayon $\theta = 0.11^\circ$. Le fond est estimé en utilisant la méthode *reflected regions* (Aharonian et al. 2006b) située au même décalage que la source par rapport au centre du champ de vue.

Un signal de 173 événements de type photon γ en direction de RGB J0152+017 ressort de l'analyse. La signification statistique de la détection est de 6.6σ en utilisant la méthode de Li & Ma (1983). Nedbal et al. (2007) rapportent la détection préliminaire de RGB J0152+017 après une analyse en ligne des données de H.E.S.S. lors d'un *shift* d'observations en Namibie auquel participait Dalibor NEDBAL. Un ajustement gaussien bidimensionnel sur les événements en excès donne une position reconstruite ayant les coordonnées $\alpha_{J2000} = 1^{\text{h}}52^{\text{m}}33^{\text{s}}.5 \pm 5^{\text{s}}_{\text{stat}} \pm 1^{\text{s}}_{\text{syst}}$, $\delta_{J2000} = 1^\circ46'40''.3 \pm 107''_{\text{stat}} \pm 20''_{\text{syst}}$. Cette position est compatible avec la position nominale de RGB J0152+017 ($\alpha_{J2000} = 1^{\text{h}}52^{\text{m}}39^{\text{s}}.78$, $\delta_{J2000} = 1^\circ47'18''.70$) à un niveau de confiance de 1σ . Étant donnée la

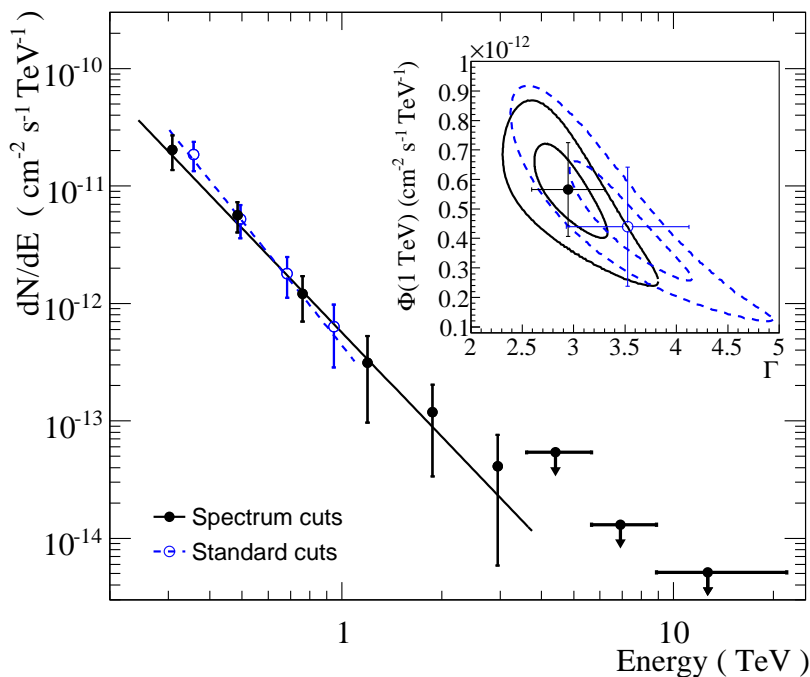


Fig. 4.3: Spectre différentiel **THE** de RGB J0152+017. Le spectre obtenu en utilisant des coupures de type *spectre* (cercles pleins noirs) est comparé au même spectre obtenu avec des coupures *standard* (cercles bleus ouverts). La ligne noire montre le meilleur ajustement d’une loi de puissance obtenu sur le premier spectre. Les trois points aux plus hautes énergies représentent des limites supérieures à un niveau de confiance de 99%, calculées selon la méthode de [Feldman & Cousins \(1998\)](#). Les barres d’erreur ne tiennent compte ici que des effets statistiques. L’encart représente les niveaux de confiance à 1 et 2 σ sur les paramètres ajustés.

coïncidence spatiale, on peut donc identifier la source de rayons γ comme étant bien le blazar RGB J0152+017. La distribution angulaire des événements observés par **H.E.S.S.** est montrée sur la figure 4.2. Celle-ci est bien compatible avec une source ponctuelle comme calculée par simulations Monte Carlo.

La figure 4.3 montre le flux différentiel de RGB J0152+017 moyenné sur la période d’observation. Un premier spectre est obtenu en utilisant les coupures *standard* avec un seuil en énergie de 300 GeV. Nous avons aussi utilisé un autre type de coupure, de type *spectre* ([Aharonian et al. 2006f](#)), afin d’atteindre un seuil en énergie plus bas et ainsi améliorer la statistique sur les photons d’un facteur 2 par rapport aux coupures *standard*. Les deux types de coupure donnent des résultats tout à fait compatibles (voir l’encart sur la figure 4.3). Puisque le spectre découlant des coupures de type *spectre* donne une meilleure statistique et est valable sur une plus grande gamme en énergie, nous utiliserons celui-ci dans la suite. Entre l’énergie seuil à 240 GeV et 3.8 TeV, ce spectre est bien décrit ($\chi^2/\text{n.d.l.} = 2.16/4$) par une loi de puissance $dN/dE = \Phi_0(E/1 \text{ TeV})^{-\Gamma}$ avec un indice de photons $\Gamma = 2.95 \pm 0.36_{\text{stat}} \pm 0.20_{\text{syst}}$ et une normalisation à 1 TeV de $\Phi_0(1 \text{ TeV}) = (5.7 \pm 1.6_{\text{stat}} \pm 1.1_{\text{syst}}) \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$. Les limites supérieures à 99% de niveau de confiance pour les trois intervalles aux plus hautes énergies sont calculées d’après la méthode de [Feldman & Cousins \(1998\)](#).

Le flux intégré au-dessus de 300 GeV est $I = (2.70 \pm 0.51_{\text{stat}} \pm 0.54_{\text{syst}}) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ce qui correspond à $\sim 2\%$ du flux de la nébuleuse du Crabe au-dessus du même seuil en énergie. La figure 4.4 montre l’évolution nuit par nuit du flux de rayons γ au-

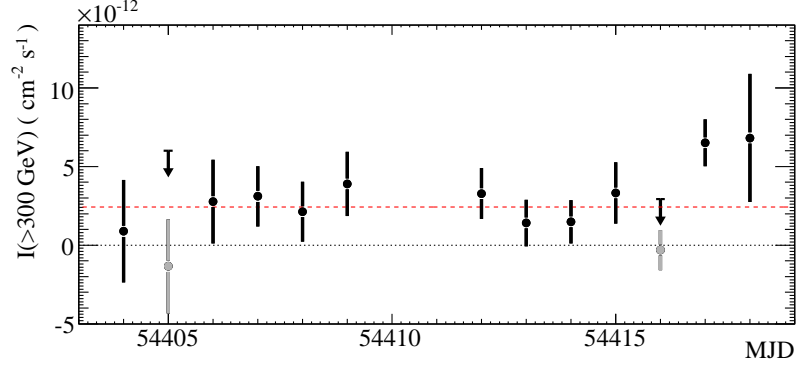


Fig. 4.4: Flux de RGB J0152+017 intégré au-dessus de 300 GeV et moyenné par nuit. Seules les barres d’erreur statistiques sont représentées. Des limites supérieures à 99% de niveau de confiance sont calculées lorsqu’aucun signal n’a été trouvé (points gris). La ligne pointillée montre un ajustement des données par une constante, donnant $\chi^2/\text{n.d.l.} = 17.2/12$. L’ajustement a été effectué sur l’ensemble des nuits, y compris celles pour lesquelles aucun signal n’est détecté.

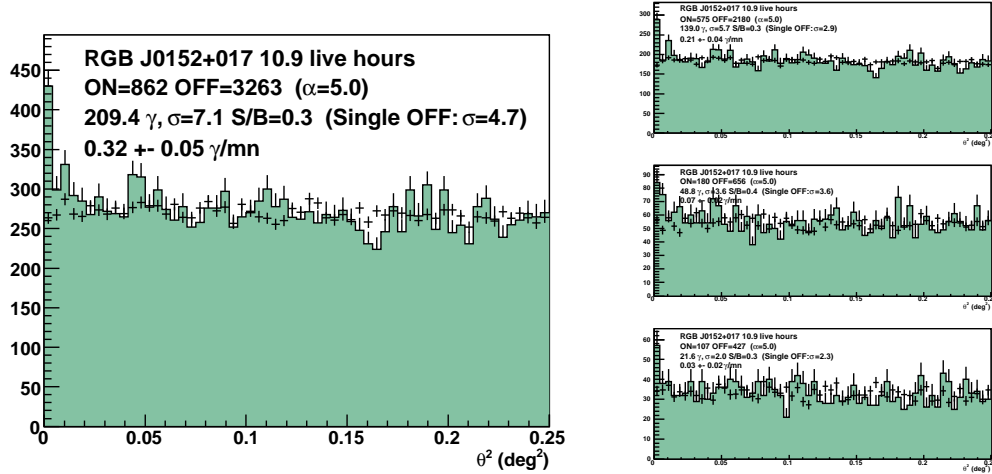


Fig. 4.5: Détection **THE** de RGB J0152+017 obtenu avec **ParisAnalysis** en utilisant des coupures lâches (charge minimale de 60 photo-électrons par image) dans la méthode “Model”.

dessus de 300 GeV. Aucune variation significative entre nuits n’est trouvée dans la courbe de lumière. L’ajustement d’une constante à cette courbe de lumière donne $\chi^2/\text{n.d.l.} = 17.2/12$. Ces résultats, qui sont mentionnés dans la publication dans *A&A*, ont été obtenus par Dalibor NEDBAL avec la chaîne d’analyse *wobble chain* de Heidelberg. Des analyses par des chaînes différentes (**ParisAnalysis**, **HAP**) donnent des résultats tout à fait compatibles (voir les figures 4.5, 4.6 et 4.7). J’ai participé à ces analyses en utilisant **ParisAnalysis** et **HAP**. La convergence des résultats des différentes analyses valide ainsi le traitement des données.

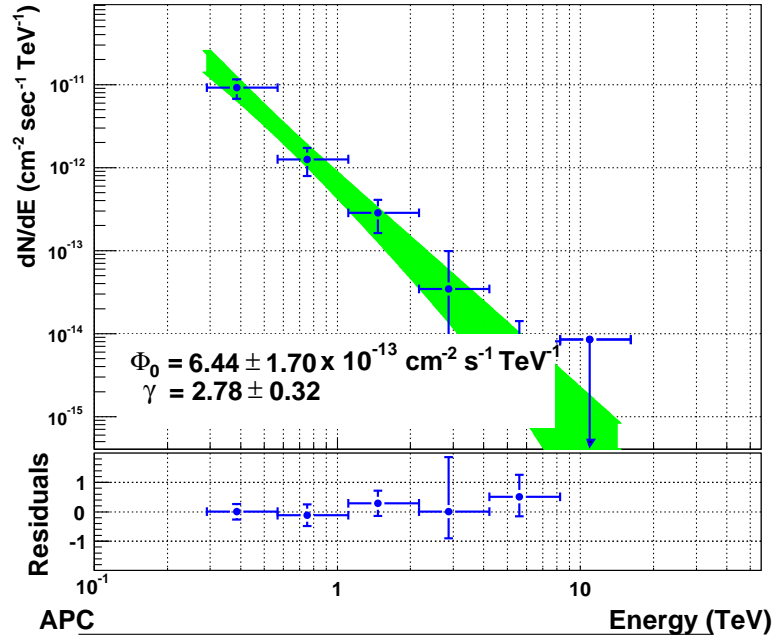


Fig. 4.6: Spectre **THE** de RGB J0152+017 obtenu avec **HAP** en utilisant des coupures lâches dans la méthode de HILLAS.

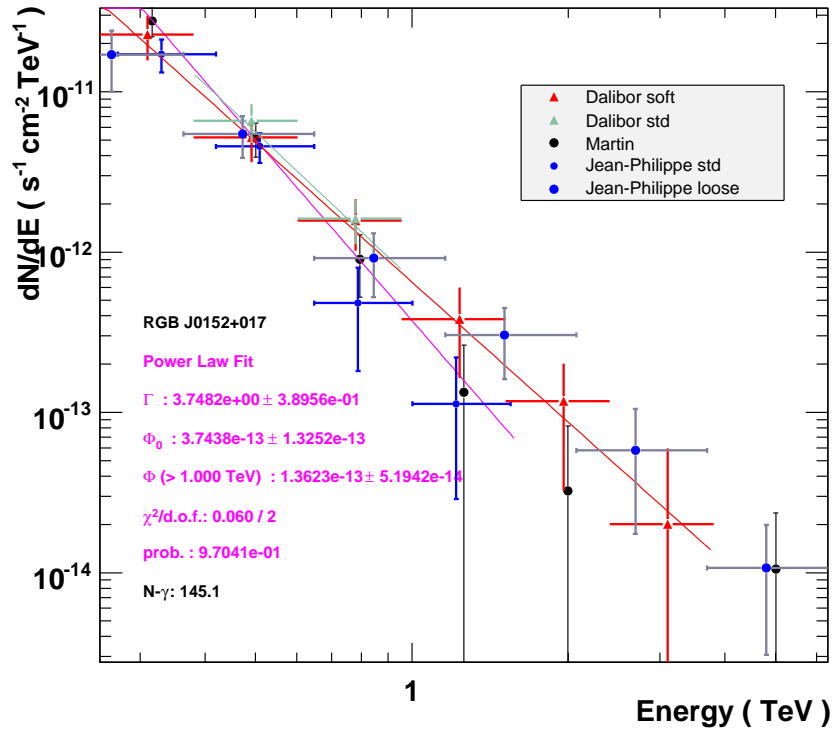


Fig. 4.7: Comparaison du spectre **THE** de RGB J0152+017 avec différentes chaînes d'analyse et coupures.

4.1.4 Observations multi-longueurs d’onde avec *Swift*, *RXTE*, ATOM, et le radio télescope de Nançay

4.1.4.1 Données en rayons X avec *Swift* et *RXTE*

Des observations en mode *cible d’opportunité* de RGB J0152+017 ont été menées avec *Swift* et *RXTE* les 13, 14 et 15 Novembre 2007, suite à la découverte par H.E.S.S.

Les données *Swift*/XRT (Burrows et al. 2005) de 5.44 ks ont été obtenues en mode *comptage de photons*. L’analyse de ces données a été faite par Sarah KAUFMANN du LSW à Heidelberg, et j’ai effectué une vérification indépendante de cette analyse. Le spectre est extrait avec l’outil `xselect v2.4` depuis une région circulaire de 20 pixels (0.8') de rayon autour de la position de RGB J0152+017, qui contient 90% de la fonction d’étalement de point de *Swift*/XRT à 1.5 keV. Un fond approprié est extrait d’une région voisine de la source, avec une aire quatre fois plus importante que celle de la région source. Le fichier de réponse auxiliaire est généré avec le script standard `xrtmkarf v0.5.6` et la matrice de réponse de l’instrument est prise de la base de données de calibration `caldb v3.4.1`. Le taux de coups étant bas avec 0.3cts/s, tout effet d’empilement de photon⁴ dans le spectre est négligeable. Nous n’avons trouvé aucune variation significative du flux dans les pointés individuels ou dans l’ensemble des trois jours de données ; ainsi les spectres individuels de chaque pointé ont été combinés pour augmenter la statistique de photons. L’analyse spectrale a été réalisée sous `Xspec v11.3.2`. Une loi de puissance brisée ($\Gamma_1 = 1.93 \pm 0.20$, $\Gamma_2 = 2.82 \pm 0.13$, $E_{\text{break}} = 1.29 \pm 0.12$ keV) avec une absorption Galactique de $N_H = 2.72 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ (relevé LAB, Kalberla et al. 2005) donne une bonne description des données ($\chi^2/\text{n.d.l.} = 24/26$), et les flux dé-absorbés sont $F_{0.5-2 \text{ keV}} \sim 5.1 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et $F_{2-10 \text{ keV}} \sim 2.7 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Des observations simultanées à une énergie légèrement supérieure ont été menées avec *RXTE*/PCA (Jahoda et al. 1996). Afin d’obtenir un meilleur rapport signal sur bruit, seules les données de la couche supérieure du détecteur PCU2 de l’instrument PCA ont été gardées pour l’analyse, qui a été effectuée par Sarah KAUFMANN. Après avoir corrigé l’anomalie Atlantique Sud, les décalages de positionnement du satellite et la contamination électronique, une exposition de 3.2 ks est exploitable. Étant donné le faible taux de coups de 0.7cts/s, le modèle de *fond faible* fourni par le *RXTE Guest Observer Facility* est utilisé pour construire le spectre du fond avec le script `pcbackest v3.1`. Les matrices de réponse de l’instrument ont été créées avec `pcarsp v10.1`. Là encore, aucune variation significative n’émerge des trois observations, et nous avons combiné les spectres individuels afin d’améliorer la statistique de photons. Le spectre de PCA est alors bien ajusté par une loi de puissance simple absorbée de la colonne d’hydrogène Galactique avec un indice de photons de $\Gamma = 2.72 \pm 0.08$ ($\chi^2/\text{n.d.l.} = 20/16$) entre 2 et 10 keV, en fixant l’absorption Galactique à la même valeur que celle utilisée dans l’analyse des données de *Swift*. Nous obtenons ainsi un flux $F_{2-10 \text{ keV}} \simeq 6.8 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ qui excède celui obtenu *simultanément* avec *Swift* d’un facteur 2.5. Dans la publication, nous attribuons cet effet principalement à la contamination du spectre de *RXTE*/PCA par l’amas de galaxies Abell 267, situé à 44.6' de RGB J0152+017 et donc dans le champ de vue de l’instrument PCA.

Faisons une petite parenthèse pour expliquer cet effet. *RXTE* n’étant pas un satellite doté d’un imageur, le spectre extrait de l’instrument PCA peut être contaminé par des sources voisines rentrant dans le champ de vue de *RXTE*. En effet, *RXTE*/PCA a

⁴ou *pile-up* en anglais.

un champ de vue de 1° , alors que *Swift*/XRT est un imageur avec un champ de vue de $23.6' \times 23.6'$ et une précision de pointé de $\sim 5'$. De plus, comme *RXTE* intègre ces mesures spectrales sur l'ensemble de son champ de vue, on peut par exemple s'attendre à ce que le quasar HS 0150+0127, à $z = 0.84$ et à seulement $\sim 7.5'$ de RGB J0152+017, soit détecté aussi dans le spectre *RXTE* alors que sa distance le rend indétectable pour *Swift*. Pour ces raisons, le spectre *RXTE*/PCA est considéré comme limite supérieure dans la construction de la DSE de RGB J0152+017, et nous utiliserons les données de *Swift* comme élément contraignant pour notre modélisation SSC. Nous notons qu'il a été évoqué dans Aharonian et al. (2008k) que l'amas de galaxies Abell 267, à $44.6'$ de RGB J0152+017 et avec un décalage vers le rouge de $z = 0.227$, pourrait contaminer le spectre de *RXTE*/PCA, mais on pourrait aussi émettre le même argument pour l'amas de galaxies Abell 271 situé à seulement $21.1'$ de RGB J0152+017, mais pour lequel aucun décalage vers le rouge n'est connu.

Une décomposition spectrale des données de *RXTE* étant au-delà du cadre de l'étude présentée ici, nous traiterons donc le spectre *RXTE* comme limite supérieure dans notre modélisation SSC.

4.1.4.2 Données optiques

Des observations optiques ont été réalisées à partir du 10 Novembre 2007 avec le télescope ATOM (Hauser et al. 2004) situé sur le site de H.E.S.S., et qui est spécialement dédié au suivi optique des sources observées avec H.E.S.S. Aucune variabilité significative n'est détectée entre les nuits du 10 Novembre et du 20 Novembre 2007, les flux en bandes *R* moyennés par nuit présentant une moyenne quadratique de 0.02 magnitudes. Cette analyse de données a été faite en collaboration avec Marcus HAUSER du LSW à Heidelberg.

Nous avons calculé le flux absolu de RGB J0152+017 en utilisant notre photométrie différentielle avec la calibration des étoiles de référence de Kari NILSSON (communication privée). Nous mesurons une magnitude totale de $m_R = 15.25 \pm 0.01$ mag (galaxie hôte + cœur) dans une ouverture de $4''$ de rayon. La contribution de la galaxie hôte est soustraite en utilisant le rayon effectif mesuré par Nilsson et al. (2003), et en effectuant une correction d'ouverture d'après l'équation (4) de Young (1976). Nous trouvons ainsi un flux du cœur en bande *R* (640 nm) de 0.62 ± 0.08 mJy. Cette valeur n'est pas corrigée de l'extinction Galactique.

Soustraction de la contribution de la galaxie hôte : Nous allons détailler ici le calcul permettant de déduire la densité de flux du cœur de RGB J0152+017 en bande *R* d'après l'observation de ATOM. Les filtres disponibles sur ATOM sont des filtres JOHNSON-COUSINS *UBVRI*. Une description de ce système photométrique peut être trouvée dans Bessell (1990). Dans ce système photométrique, en bande *R* centrée sur 640 nm, la densité de flux absolue pour une source de magnitude $m_R = 0$ est de $f_R^0 = 3080$ Jy. Ainsi, d'après l'équation (4.1), notre mesure nous donne une densité de flux de $f_R = 2.45 \pm 0.02$ mJy dans une ouverture de $4''$.

$$m = -2.5 \log_{10} \frac{f}{f_0} \quad (4.1)$$

Nous devons maintenant corriger cette valeur de notre ouverture instrumentale. L'équation (4) de Young (1976) nous donne la luminosité relative intégrée dans un cercle de rayon Θ :

$$f^*(\Theta) = 1 - \exp(-b\Theta^{1/4}) \sum_{n=0}^7 \frac{b^n \Theta^{n/4}}{n!} \quad (4.2)$$

où $b = 7.66924944$ par définition ($f^*(1) = 1/2$), et $\Theta = a/a_e$ avec a l'ouverture instrumentale considérée et a_e l'ouverture effective, c'est-à-dire celle dans laquelle est contenue la moitié de la luminosité totale de l'objet ($I_e = \frac{1}{2}I_{\text{tot}}$), ceci en présupposant un profil de la brillance de surface de la galaxie hôte elliptique de type de DE VAUCOULEURS (de Vaucouleurs 1948).

Nilsson et al. (2003) donnant un rayon effectif $a_e = 5.1''$, cette équation nous dit alors que dans notre cas, 43% de la densité de flux de l'objet est compris dans notre ouverture de $4''$. Nilsson et al. (2003) ont mesuré $m_R = (14.65 \pm 0.05) \text{ mag} = (4.25 \pm 0.19) \text{ mJy}$ pour la densité de flux totale pour RGB J0152+017. Dans notre ouverture, nous avons donc une contribution de la galaxie hôte de $f_R^{\text{host}} = (1.83 \pm 0.08) \text{ mJy}$. D'où une contribution du cœur de $f_R^{\text{core}} = (2.45 \pm 0.02) - (1.83 \pm 0.08) = (0.62 \pm 0.08) \text{ mJy}$.

Par comparaison, Nilsson et al. (2003) trouve pour le cœur $m_R^{\text{core}} = (16.80 \pm 0.05) \text{ mag} = (0.59 \pm 0.03) \text{ mJy}$ pour des observations datant de Décembre 1998, ce qui montre que la densité de flux du cœur paraît stable, ou tout au moins est quasiment identique à 9 ans d'intervalle.

4.1.4.3 Données radio

Le radio télescope de Nançay (RTN) est un télescope de transit au méridien avec un miroir principal de portion sphérique de $300 \times 35 \text{ m}$ (Theureau et al. 2007). Nous avons utilisé le récepteur basse fréquence opérant dans la gamme 1.8–3.5 GHz.

Les observations du RTN ont été obtenues à deux bandes contiguës de 12.5 MHz de largeur, centrées sur 2679 et 2691 MHz (fréquence moyenne : 2685 MHz). Le 12 et le 14 Novembre 2007, deux récepteurs de polarisation linéaire ont été utilisés pendant 22 cycles d'observation de 60 secondes chacun. Les données ont été analysées en utilisant les logiciels standard NAPS et SIR développés pour l'analyse des données du RTN. Tous les canaux de polarisation et les bandes ont été moyennés, donnant un bruit de 2.2 mJy RMS. La calibration est faite sur la source 3C 295 les 11, 13 et 15 Novembre 2007.

En prenant une densité de flux pour cette source de $12.30 \pm 0.06 \text{ Jy}$, d'après un ajustement spectral publié par Ott et al. (1994), nous calculons une densité de flux de $56 \pm 6 \text{ mJy}$ à 2685 MHz pour RGB J0152+017. Aucune variabilité significative n'est trouvée dans les données radio.

Cette analyse de données a été traitée par Jean-Michel MARTIN du GEPI à l'Observatoire de Paris-Meudon et moi-même. La calibration se fait en observant un objet brillant de référence, en l'occurrence 3C 295, et en comparant le flux déduit des observations aux valeurs trouvées dans la littérature. Il faut également s'assurer que la source de référence ne voit pas son flux varier pendant la période d'observation. L'estimation des erreurs sur la densité de flux se fait en prenant le bruit RMS des observations par rapport à la valeur moyenne.

Le système de calibration du RTN inclut une calibration automatique du gain, et une diode à bruit utilisée comme référence de puissance qui est enclenchée quelques secondes entre chaque cycle d'observation. Puisque le calibrateur et la source sont comparés au signal de la diode à bruit, seules les erreurs de mesure relatives sont à considérer pour le calcul final de l'erreur sur le flux absolu de la source.

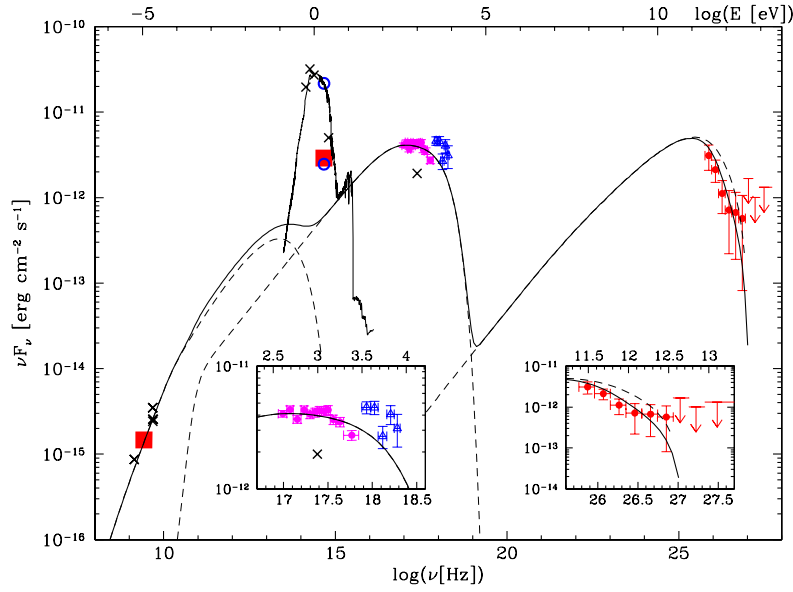


Fig. 4.8: DSE de RGB J0152+017. Y apparaissent le spectre de H.E.S.S. (cercles pleins rouges), les données contemporaines prises par RXTE (triangles ouverts bleus), par Swift/XRT (corrigées de l'absorption Galactique, cercles pleins magenta), les données optiques de ATOM corrigées de la composante de la galaxie hôte et les données radio prises par le radio télescope de Nançay (carrés pleins rouges). Les croix noires représentent les données d'archive du NED. Les cercles ouverts bleus en optique ont été mesurés par Nilsson et al. (2003) en bande *R* pour le flux total et le flux du cœur de la galaxie.

4.1.5 Discussion

La figure 4.8 montre la DSE de RGB J0152+017 avec les données de Nançay, ATOM, Swift/XRT, RXTE/PCA et H.E.S.S. Bien que ces données ne soient pas toutes strictement simultanées, aucune variation significative n'est trouvée en rayons X ou en optique pendant la campagne d'observations. Ainsi, une modélisation stationnaire multi-longueurs d'onde de l'ensemble de ces données contemporaines paraît justifiée.

La partie optique de la DSE est principalement due à la galaxie hôte, qui est détectée et résolue dans la bande optique (Nilsson et al. 2003). Un spectre type d'une telle galaxie elliptique est montré dans la DSE (Figure 4.8), tel que calculé avec le code PEGASE (Fioc & Rocca-Volmerange 1997). Le point de donnée de ATOM, corrigé de cette contribution de la galaxie hôte, peut encore comporter des contributions additionnelles, comme d'un disque d'accrétion, ou du jet étendu (voir ci-dessous) ou d'une population stellaire centrale. Nous considérerons donc par la suite ce point de donnée comme une limite supérieure dans notre modélisation SSC du rayonnement non-thermique de ce blazar.

Nous avons utilisé le modèle sblob stationnaire de rayonnement non-thermique leptonique de Katarzyński et al. (2001), présenté à la section 3.9 du chapitre 3, pour rendre compte de ces observations contemporaines de Swift en rayons X et de H.E.S.S. aux THE. On suppose que les données radio proviennent d'une région étendue, décrite par un autre modèle de rayonnement synchrotron pour le jet étendu (Katarzyński et al. 2001) pour interpréter la partie basse fréquence de la DSE, aussi utilisé par exemple dans Aharonian et al. (2005a) pour PKS 2155–304.

Nous nous devons de préciser que le but d'appliquer un tel modèle à ces données

n'est pas de donner une interprétation définitive du rayonnement de cette source, mais simplement de montrer qu'un tel modèle SSC standard est capable de rendre compte des observations aux THE et en rayons X, et de contraindre les paramètres physiques de la zone d'émission.

Pour le modèle SSC, nous décrivons le système comme une petite région émettrice sphérique et homogène (blob) de rayon r_b plongée dans un jet étendu et remplie d'un champ magnétique enchevêtré B . Ce blob se propage avec un facteur DOPPLER $\delta = [\Gamma(1 - \beta \cos \theta)]^{-1}$, où Γ est le facteur de LORENTZ du mouvement d'ensemble de ce blob de plasma, $\beta = v/c$, et θ est l'angle entre le vecteur vitesse du blob et la ligne de visée. La distribution en énergie des électrons et positrons (DEE) est décrite par une loi de puissance brisée, d'indices n_1 et n_2 , entre les facteurs de LORENTZ des particules γ_{\min} et γ_c , dont la brisure intervient à γ_b , et de normalisation de la densité K_1 (voir l'équation (3.48)).

Le modèle prend aussi en compte l'absorption par le fond de rayonnement extragalactique, paramétrée selon la méthode de Primack et al. (2005). RGB J0152+017 est trop proche ($z = 0.080$) pour apporter de nouvelles contraintes sur ce fond de rayonnement infrarouge, contrairement à ce que des mesures d'autres blazars avec H.E.S.S. ont permis de faire (Aharonian et al. 2006e). Dans tous les modèles, nous supposons $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, donnant une distance de luminosité de $d_L = 1.078 \times 10^{27} \text{ cm}$ pour RGB J0152+017. La distance de luminosité employée ici est valable pour un Univers de type EINSTEIN-DE SITTER, pour lequel $\Omega_0 = 1$ ($\Omega_\Lambda = 0.7$ et $\Omega_m = 0.3$), $q_0 = 0.5$, ou autrement dit $\rho_0 = \rho_c$, et $\Lambda = 0$. Cette distance est donnée par (voir aussi l'équation 5.239 dans Lang 1999) :

$$d_L = \frac{2c}{H_0} (z + 1 - \sqrt{z + 1}) \quad (4.3)$$

Une relation plus générale dépendant du paramètre de décélération q_0 est donnée par (voir aussi l'équation 5.238 dans Lang 1999) :

$$d_L = \frac{cz}{H_0} \left[1 + \frac{z(1 - q_0)}{\sqrt{1 + 2q_0z} + 1 + q_0z} \right] \quad (4.4)$$

La DEE peut être correctement décrite par $K_1 = 3.1 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $\gamma_{\min} = 1$ et $\gamma_c = 4 \times 10^5$. L'énergie de brisure est $\gamma_b = 7.0 \times 10^4$, en cohérence avec le spectre de Swift/XRT, tout en donnant un bon accord avec les données H.E.S.S. Nous supposons la valeur canonique $n_1 = 2.0$ pour la partie à basse énergie de la DEE, en accord avec un processus de FERMI standard pour l'accélération des particules. La valeur $n_2 = 3.0$ pour la partie haute énergie de la DEE est contrainte par la partie haute énergie du spectre X, et pourrait être due par exemple au refroidissement des particules de plus hautes énergies. Pour un paramètre raisonnable $\delta = 25$, une région émettrice de $r_b = 1.5 \times 10^{15} \text{ cm}$ et $B = 0.10 \text{ G}$ permet de reproduire la DSE observée.

Pour le jet étendu, les données sont bien reproduites avec $R_{\text{jet}} = 10^{16} \text{ cm}$, $\delta_{\text{jet}} = 7$, $K_{\text{jet}} = 70 \text{ cm}^{-3}$, $B_{\text{jet}} = 0.05 \text{ G}$ et $\gamma_{b,\text{jet}} = 10^4$ à la base du jet, et $L_{\text{jet}} = 50 \text{ pc}$. Pour plus de détails sur la description de ces paramètres, voir par exemple Katarzyński et al. (2001).

En prenant en compte la galaxie hôte modélisée ici par la DSE d'une galaxie elliptique (Fioc & Rocca-Volmerange 1997), la DSE peut donc bien être interprétée par un processus standard d'accélération par un choc. Les paramètres trouvés pour RGB J0152+017 sont similaires à d'autres études pour ce type de source (voir par exemple Ghisellini et al. 2002, ainsi que le chapitre 6).

À partir des données radio actuelles de Nançay et des données en rayons X de *Swift*, nous obtenons un indice spectral en bande large $\alpha_{rX} \sim 0.56$ entre les domaines radio et X, défini par :

$$-\alpha_{rX} = \frac{\log_{10}(\nu f_{\nu}^X / \nu^X) - \log_{10}(\nu f_{\nu}^{\text{radio}} / \nu^{\text{radio}})}{\log_{10} \nu^X - \log_{10} \nu^{\text{radio}}} \quad (4.5)$$

La **DSE** obtenue, la localisation du pic synchrotron correspondante, ainsi que le flux et la forme spectrale des données *Swift* nous permettent de conclure que RGB J0152+017 peut maintenant être clairement classée comme étant un objet de type *high-frequency-peaked BL Lac* (**HBL**), tout au moins pendant la période des observations avec **H.E.S.S.**

4.1.6 Conclusion

L’objet de type **HBL** RGB J0152+017 a été découvert aux **THE** à des énergies supérieures à 300 GeV avec l’expérience **H.E.S.S.** Les données contemporaines de *Swift*, *RXTE*, Nançay, ATOM et **H.E.S.S.** permettent la construction de la **DSE** de RGB J0152+017 pour la première fois, et confirme clairement la nature de type **HBL** de RGB J0152+017. La **DSE** est bien reproduite par un scénario leptonique de type **SSC**, sur lequel se rajoutent la contribution de la galaxie hôte en optique et d’un jet étendu en radio. De manière générale, de large variations du flux aux **THE** sont attendus dans les blazars au TeV, rendant de plus amples observations de cet objet souhaitables dans l’espoir de détecter d’éventuelles éruptions aux **THE**.

4.2 PKS 2155–304

Le travail exposé dans cette section fait partie de quatre articles de la collaboration **H.E.S.S.** sur les données obtenues sur le blazar PKS 2155–304 en état très actif. Le premier article est brièvement décrit à la section 4.2.2. Le second de ces quatre papiers est disponible depuis peu (Aharonian et al. 2009j). Les deux derniers articles sont en cours de préparation. L’un des deux portent sur la campagne multi-longueurs d’onde menées en 2006, dont notre équipe au LUTH assure la coordination au nom de la collaboration **H.E.S.S.**

4.2.1 Présentation de PKS 2155–304

PKS 2155–304 est l’un des Noyaux Actifs de Galaxies (**NAG**) de l’hémisphère Sud les mieux étudiés. Cet **HBL** a été premièrement découvert avec le satellite *HEAO 1* en rayons X (Griffiths et al. 1979; Schwartz et al. 1979), à une position dans le ciel cohérente avec une détection de rayons X mal localisés par le satellite *Ariel V* (Cooke et al. 1978). PKS 2155–304 est l’un des plus brillants objets extragalactiques en rayons X, et il a donc été détecté régulièrement par différents satellites X, dont *ROSAT* (voir par exemple Brinkmann et al. 1994), *BeppoSAX* (Chiappetti & Torroni 1997), *RXTE* (Vestrand & Sreekumar 1999) ou *Chandra* (Nicastrò et al. 2002). Son émission, sa variabilité et les corrélations entre différentes bandes d’énergie sont étudiées depuis plus de 20 ans (voir par exemple Urry et al. 1997). Cet objet est associé à une source radio compacte à spectre plat, et présente une émission de *continuum* de la radio aux rayons X. Le maximum de puissance de la première composante de la **DSE** de PKS 2155–304 se situe entre les domaines UV et X, et en fait la plus brillante BL Lac

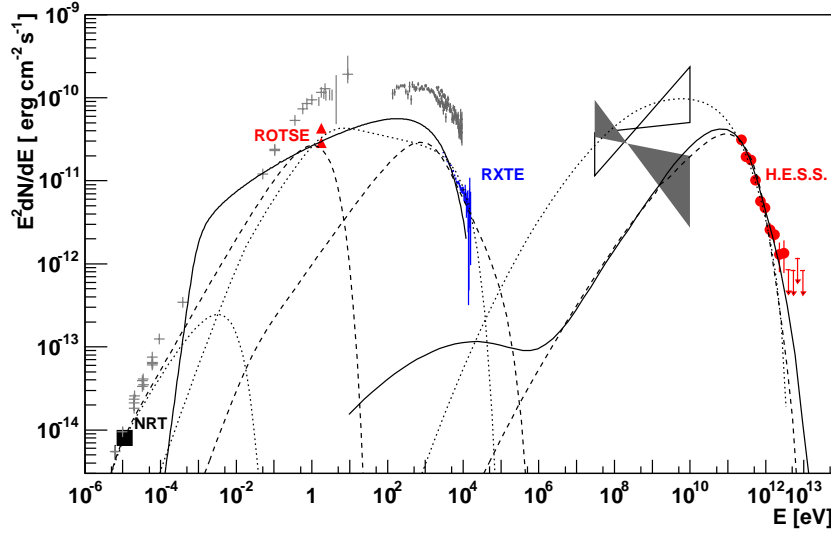


Fig. 4.9: DSE de PKS 2155–304 observé en 2003 avec H.E.S.S., RXTE, ROTSE, et le radio télescope de Nançay. Extrait de Aharonian et al. (2005a).

détecté en UV (Wandel & Urry 1991; Marshall et al. 1995). L'instrument EGRET à bord de *CGRO* a aussi détecté une émission γ entre 30 MeV et 10 GeV en provenance de PKS 2155–304 (Vestrand et al. 1995), avec un indice de photons $\Gamma = 1.71 \pm 0.24$ indiquant un spectre dur. Tout ceci faisait de PKS 2155–304 un très bon candidat au TeV.

Il s'agit en effet de l'un des premiers objets extragalactiques détecté aux *THE*. Chadwick et al. (1999a) l'ont détecté pour la première fois aux *THE* dans des observations avec les télescopes Mark VI menées en 1996–1997. Les autres blazars au TeV connus alors à cette époque étaient Mrk 501, Mrk 421, H 1426+428 et 1ES 1959+650. Son décalage vers le rouge est de $z = 0.117$, ce qui en faisait l'un des objets les plus distants connus aux *THE* à cette époque. Toutefois, PKS 2155–304 n'a pas été détecté par l'expérience Collaboration of Australia and Nippon for a GAMMA-Ray Observatory in the Outback (*CANGAROO*) ni en 1997 (Roberts et al. 1999), en 1999 (Nishijima et al. 2001), en 2000 ou en 2001 (Nakase & Nishijima 2003). La limite supérieure sur la densité de flux au TeV reportée par *CANGAROO* est cohérente avec la détection de Mark VI, et l'absence de détection par *CANGAROO* n'est pas incohérente puisque l'émission des *NAG* est connue pour être hautement variable.

Suite à des observations menées entre 2002 et 2003, l'expérience H.E.S.S. a confirmé cette source comme étant un émetteur au TeV, avec une détection à 45σ de niveau de confiance (Aharonian et al. 2005i). Depuis, H.E.S.S. a détecté ce blazar avec un haut niveau de confiance à chaque mois d'observation, ce qui suggère que l'état calme de cette source a pu être régulièrement suivi depuis 2002. Une campagne multi-longueurs d'onde a été entreprise en 2003, combinant des observations avec H.E.S.S., RXTE, ROTSE et le radio télescope de Nançay (Aharonian et al. 2005a). Lors de cette campagne multi-longueurs d'onde, les émissions en rayons X et en optique présentent de faibles flux, comparables aux mesures historiques les plus basses. Le spectre γ *THE* mesuré avec l'expérience H.E.S.S. s'avère très mou, avec un indice de photons de $\Gamma = 3.37 \pm 0.07_{\text{stat}} \pm 0.10_{\text{syst}}$. Tout cela indique que PKS 2155–304 était alors dans un état d'activité très faible.

Des modèles à la fois leptoniques et hadroniques peuvent reproduire ces données multi-longueurs d’onde de manière satisfaisante. Le modèle *synchrotron proton blazar* de Mücke & Protheroe (2001) permet d’interpréter ces données, ainsi que le modèle SSC “blob dans le jet” sous deux hypothèses différentes : soit en supposant que l’émission optique provient du blob dans le jet, soit que cette émission est due au jet étendu (voir la figure 4.9).

4.2.2 Variabilité rapide lors de la première éruption de Juillet 2006

H.E.S.S. observe régulièrement PKS 2155–304 dans le cadre d’un programme de surveillance systématique de quelques NAG. Une augmentation du flux détectée avec H.E.S.S. fin Juillet 2006 avait conduit à lancer une alerte pour activer les réseaux de surveillance multi-longueurs d’onde. Puis, dans la nuit du 28 au 29 Juillet 2006, une éruption massive de photons γ THE est détectée en provenance de PKS 2155–304 (Aharonian et al. 2007b). La densité de flux moyenne sur la nuit est de $F(> 200 \text{ GeV}) = (1.72 \pm 0.05_{\text{stat}} \pm 0.34_{\text{syst}}) \times 10^{-9} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, correspondant à ~ 7 fois le flux de la nébuleuse du Crabe pour la même énergie de seuil. Des variations aussi rapides que $\sim 173 \text{ s}$ sont visibles dans la courbe de lumière correspondante (voir la figure 4.10), cependant aucune variabilité spectrale n’est détectée. Par argument de causalité d’après l’équation (3.49), cette variabilité rapide du flux implique $r_b/\delta_b \leq 4.65 \times 10^{12} \text{ cm}$. Ainsi, soit la zone d’émission est plus petite que le rayon de SCHWARZSCHILD associé au trou noir central ($r_S = (3.0 - 6.0) \times 10^{14} \text{ cm}$ pour $M_{\text{BH}} = (1 - 2) \times 10^9 M_\odot$, Bettoni et al. 2003), soit le facteur DOPPLER associé au jet doit être anormalement important comparé aux autres blazars ($\delta_b \geq 100$). Pour plus de détails sur la caractérisation de la variabilité temporelle de cette haute activité au TeV, on peut se reporter au travail de thèse de Giulia SUPERINA (Superina 2008). Giulia y montre qu’un processus aléatoire gaussien (*i.e.* additif) est exclu avec un niveau de confiance de 7σ , alors qu’un processus aléatoire de type log-normal (*i.e.* multiplicatif) est favorisé.

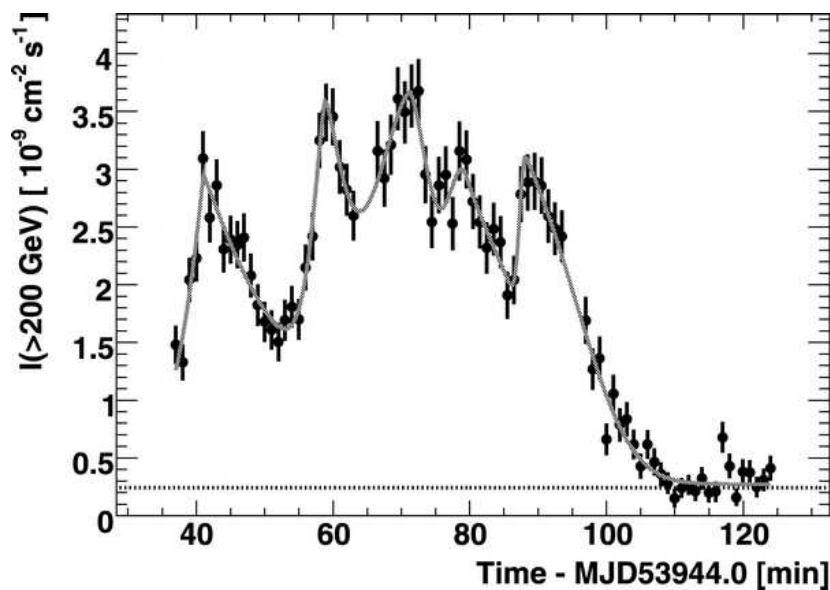


Fig. 4.10: Courbe de lumière de PKS 2155–304 obtenue avec H.E.S.S. au-dessus de 200 GeV pour la nuit MJD 53944. Extrait de Aharonian et al. (2007b).

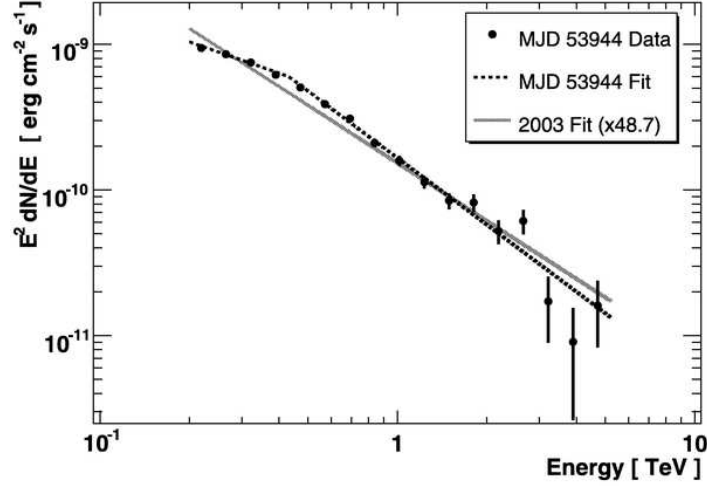


Fig. 4.11: Spectre **THE** de PKS 2155–304 moyenné sur la nuit MJD 53944 obtenu avec **H.E.S.S.** La courbe pointillée noire montre le meilleur ajustement d’une loi de puissance brisée aux données. Pour comparaison, la courbe pleine grisée montre le spectre moyen de PKS 2155–304 obtenu en 2003 avec **H.E.S.S.**, multiplié par un facteur 48.7 (Aharonian et al. 2005a).

La figure 4.11 présente le spectre **THE** de PKS 2155–304 moyenné sur la nuit MJD 53944, c’est-à-dire la nuit du 28 au 29 Juillet 2006, tel que mesuré avec **H.E.S.S.** Les données sont bien reproduites par une loi de puissance brisée ($\chi^2/\text{n.d.l.} = 17.1/13$, voir l’équation (2.5)), avec $\Phi_0 = (2.06 \pm 0.16_{\text{stat}} \pm 0.41_{\text{syst}}) \times 10^{-10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$, $E_B = 430 \pm 22_{\text{stat}} \pm 80_{\text{syst}} \text{ GeV}$, $\Gamma_1 = 2.71 \pm 0.06_{\text{stat}} \pm 0.10_{\text{syst}}$ et $\Gamma_2 = 3.53 \pm 0.05_{\text{stat}} \pm 0.10_{\text{syst}}$. Pour ces données, un ajustement par une loi de puissance simple ($\chi^2/\text{n.d.l.} = 138/15$), ou une loi de puissance avec coupure exponentielle ($\chi^2/\text{n.d.l.} = 45/14$) ne sont pas acceptables. Le spectre moyenné sur les données de 2003 est aussi reporté sur la figure 4.11, multiplié par un facteur ~ 50 . Malgré cette différence de normalisation en flux, les formes spectrales sont très similaires. Ceci est assez surprenant, étant donné que l’on observe généralement un durcissement spectral lorsque le flux augmente dans d’autres blazars au TeV, et ce aussi bien en bande X (voir par exemple Giommi et al. 1990, pour un échantillon *EXOSAT*) qu’aux **THE** (voir par exemple Aharonian et al. 2002b, pour Mrk 421).

Les sous-sections 4.2.2.1 et 4.2.2.2 suivantes ont donné lieu à une publication (Katarzyński et al. 2008), qui peut être trouvée en annexe à la section E.4, page 271.

4.2.2.1 Description du modèle de Chiaberge & Ghisellini

Le modèle utilisé ici pour décrire la variabilité est basé sur les travaux de Chiaberge & Ghisellini (1999). Dans ce modèle, la source d’émission γ **THE** est créée par une onde de choc accélérant des électrons⁵. Le front de choc est géométriquement perpendiculaire à l’axe du jet et se propage en amont, dans le référentiel du jet, à une vitesse relativiste constante v'_s . Les particules accélérées par le choc jusqu’à d’ultra hautes énergies s’échappent dans la région aval et rayonnent alors par processus synchrotron et COMPTON inverse. Ainsi, le choc injecte des particules relativistes dans un certain volume où celles-ci perdent leur énergie par processus radiatifs, ce volume s’apparen-

⁵et positrons.

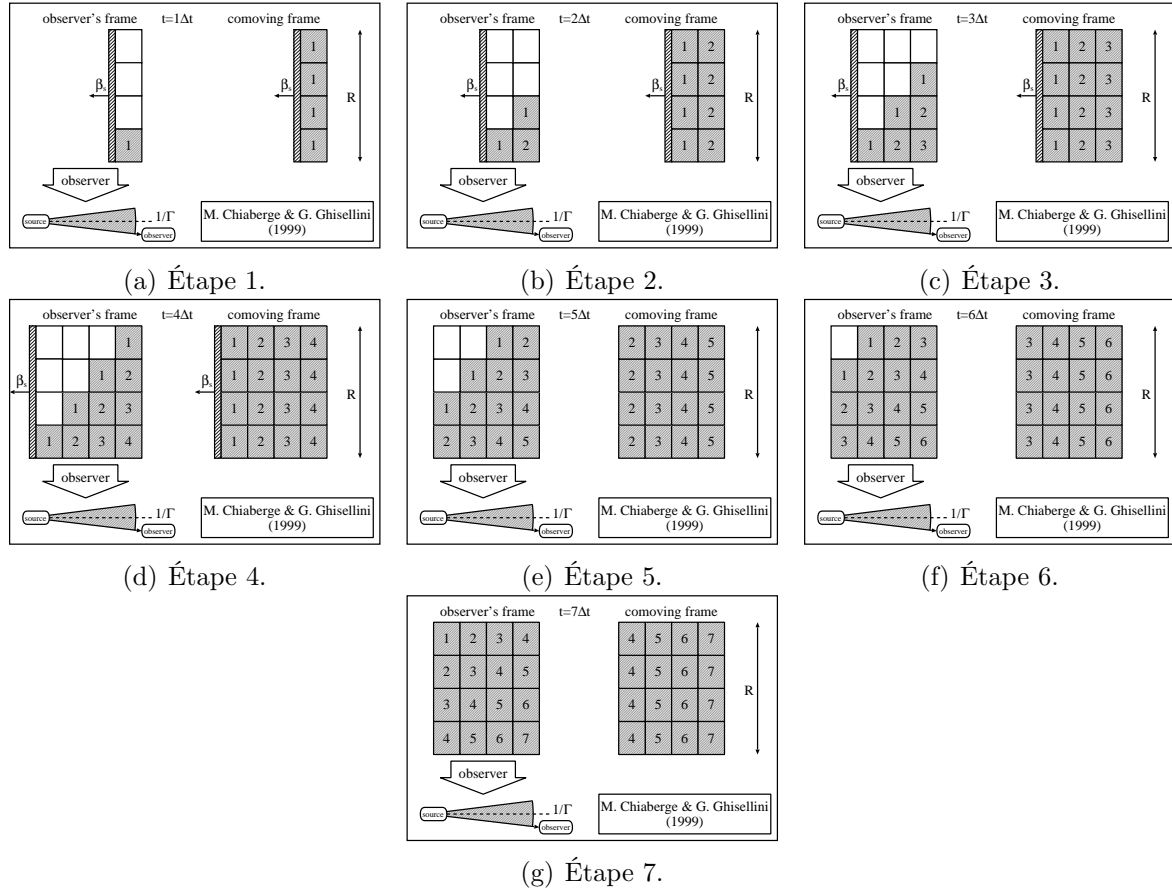


Fig. 4.12: Schématisation du modèle de [Chiaberge & Ghisellini \(1999\)](#). Les parties de droite se réfèrent au référentiel du jet relativiste, les parties de gauche représentent la vision dans le référentiel de l’observateur. Les numéros dans les cellules indiquent l’“âge” des particules injectées. Le pas temporel entre chaque étape vaut $\Delta t' = 0.1R/c$. Crédits : M. CHIABERGE & G. GHISELLINI.

tant alors au volume de la zone d’émission similaire au modèle “blob dans le jet” par exemple.

Ce modèle simplifie le transfert de rayonnement tout en prenant en compte l’évolution des particules à l’intérieur de la source et l’effet de temps de traversée de la lumière dans la source. L’observateur externe reçoit à un instant donné l’émission produite à des moments différents⁶ dans différentes parties de la source. Cet effet est particulièrement important à prendre en compte dans le cas de variabilité rapide, pour laquelle le temps de variation est de l’ordre du temps de traversée de la lumière dans la source.

La largeur du choc est notée R et son épaisseur selon l’axe du jet est $r \ll R$. Le choc accélère les particules, et crée donc la source pendant une durée $t_{\text{cr}} = R/c$. L’évolution de la source est alors modélisée pendant quelques unités de temps de traversée jusqu’au déclin des émissions X et γ . La source est discrétisée en $10 \times 10 \times 10$ petites cellules, et le pas de temps du code vaut $\Delta t' = 0.1R/c$ pris dans le référentiel de la source, ce qui permet de prendre en compte l’effet de temps de traversée de la lumière. Dans une première étape $t' = \Delta t'$ (partie droite de la figure 4.12(a)), seule une mince région, de largeur $v_s' \Delta t'$, adjacente au choc est remplie de particules. À l’étape suivante $t' = 2\Delta t'$ (partie droite de la figure 4.12(b)), les particules injectées à la première phase ont eu

⁶dans le référentiel de la source.

le temps de “vieillir” et ont perdu une partie de leur énergie sous forme radiative. Ces particules se situent maintenant à une distance $[v'_s \Delta t'; 2v'_s \Delta t']$ du choc. Il faut noter ici que l'injection se fait seulement dans les cellules connexes au choc, ainsi le temps d'injection à prendre en compte dans la résolution de l'équation cinétique est également $t_{\text{inj}} = \Delta t' = 0.1R/c$. Pour les cellules non connexes au choc, seul le refroidissement radiatif est calculé, il n'y a plus d'injection de particules dans ces cellules. Pour des raisons de simplicité, on arrête le choc lorsque la taille totale de la zone d'émission vaut R (transition entre les figures 4.12(d) et 4.12(e)). Le choc crée continûment de nouvelles cellules remplies de particules fraîchement accélérées (parties droites des figures 4.12(a) à 4.12(g)). Cette vision est seulement valable dans le référentiel de la source, l'effet de temps de traversée de la lumière modifiant la vision d'un observateur externe. Le spectre observé est produit par la distribution des électrons à différentes étapes de l'évolution (parties gauches des figures 4.12(a) à 4.12(g)). Ainsi, pour obtenir l'émission totale dans le référentiel de l'observateur, il faut sommer les différentes contributions d'une façon spécifique que nous ne décrivons pas ici, mais on peut trouver les détails dans le papier original de [Chiaberge & Ghisellini \(1999\)](#).

Le jet de la galaxie étudiée ne pointe pas directement dans la ligne de visée, mais est inclinée d'un angle $\theta = 1/\Gamma$ (rad), où Γ est le facteur de LORENTZ du mouvement d'ensemble de la source d'émission. Cela veut dire que dans le référentiel de la source, l'émission est vue à 90° d'inclinaison par rapport à l'axe du jet. Pour cet angle, l'effet de temps de traversée de la lumière est le plus important, comme illustré sur la figure 4.12.

Pour décrire l'injection des particules au niveau du choc, nous faisons l'hypothèse simple d'un taux d'injection décrit par une loi de puissance $Q(\gamma) = Q_0 \gamma^{-n} \text{ (cm}^{-3} \text{ s}^{-1}\text{)}$ pour $\gamma_{\text{min}} \leq \gamma \leq \gamma_c$, où γ est le facteur de LORENTZ décrivant l'énergie des particules. On pourrait également imaginer que les particules puissent s'échapper dans des régions du jet où le champ magnétique est plus faible que la source considérée ici. Dans ce cas, l'émission SSC est négligeable par rapport à celle issue de la source. Cependant, les régions externes du jet peuvent baigner dans un champ de rayonnement externe intense, auquel cas l'échappement de particules pourrait produire une émission significative par processus COMPTON inverse externe (EIC). Ce scénario, plus complexe, demanderait alors un plus grand nombre de degrés de liberté. Pour des raisons de simplicité, nous négligeons ici tout effet d'échappement. Le transfert radiatif est calculé de manière similaire à ce que nous avons décrit au chapitre 3. Malgré la complexité de ce modèle dynamique par rapport au scénario “blob dans le jet” stationnaire, on dénombre seulement 7 paramètres libres : R, B, δ (cf. équation (3.11)), $Q_0, \gamma_{\text{min}}, \gamma_c$ et n . La combinaison d'une injection en loi de puissance et le vieillissement des particules situées dans les cellules non connexes au choc donne lieu à une DEE en loi de puissance brisée similaire au code “blob dans le jet”.

4.2.2.2 Application à l'éruption de PKS 2155–304 du 28 Juillet 2006

Il n'y a pas d'observation en rayons X simultanée à la première nuit d'observation avec H.E.S.S. de PKS 2155-304 du 28 Juillet 2006. Ainsi, afin d'être toutefois en mesure de contraindre notre modélisation un minimum, nous considérons également les données de [Foschini et al. \(2007\)](#) prises avec le satellite *Swift* lors des nuits MJD 53946 (qui présentait un état d'activité haut en rayons X) et 53949 (avec un état d'activité plus bas en rayons X) qui, bien que non simultanées aux observations THE, donnent une bonne idée de l'état de cette source en rayons X à cette époque, en ordre de grandeur sur le flux. Les données RXTE/ASM montrent aussi que l'émission X était peu

variable autour de la nuit MJD 53944. Nous simulons donc un évènement pour lequel l'émission en rayons X est quasi constante pendant l'émission variable aux **THE**. Une telle situation a déjà été observée à au moins deux reprises dans d'autres blazars du TeV : 1ES 1959+650 (Krawczynski et al. 2004) et Mrk 421 (Błażejowski et al. 2005).

Cette situation est souvent problématique pour les modélisations **SSC**, où les variations de l'émission synchrotron et COMPTON inverse sont corrélées et varient linéairement ou quadratiquement (Katarzyński et al. 2005). Cependant, cet effet est dilué par l'effet de temps de traversée de la lumière. De plus, une solution simple à ce problème consiste à supposer que l'émission en rayons X est dominée par une composante relativement large du jet, fournissant une émission quasi constante sur une échelle de quelques jours. La densité relativement faible de cette composante rend sa contribution au TeV négligeable. Cette idée est renforcée par les observations *Swift* d'une émission constante sur plusieurs jours. Les observations de **H.E.S.S.** montrent qu'en plus, de petites composantes denses de plasma peuvent apparaître dans le jet, permettant d'interpréter les pics de la courbe de lumière présentée à la figure 4.10. Ces structures denses ne seraient pas dominantes en rayons X, mais seraient en revanche assez compactes pour engendrer une émission importante et variable aux **THE**.

Afin de reproduire le spectre **H.E.S.S.** de PKS 2155–304 pour cette éruption du 28 Juillet 2006, et la courbe de lumière correspondante (voir la figure 4.10), nous modélisons une composante large (notée c_1) dans le jet, responsable du “fond” en rayons X, et cinq petites composantes (notées $c_{2,...,6}$) dont la contribution domine le rayonnement aux **THE**. La différence essentielle entre ces deux types de composantes réside dans la taille et la densité de particules de ces régions. De plus, il est probable que les petites structures, responsables du rayonnement aux plus hautes énergies, soient localisées à une distance de ~ 1 pc de l'engin central, alors que la composante large, rayonnant à plus basse énergie, pourrait être plus en aval dans le jet, à quelques parsecs (voir Marscher et al. 2008, à ce sujet).

Figure 4.13, nous montrons la courbe de lumière **THE** obtenue par **H.E.S.S.** pendant la nuit MJD 53944 et les spectres *Swift* obtenus quelques jours plus tard. Nous montrons également le résultat de notre modélisation, où l'on voit que la variabilité rapide aux **THE** peut être bien reproduite par la superposition des émissions COMPTON inverse des cinq composantes $c_{2,...,6}$. Dans le panneau b) de la figure 4.13, nous présentons également une courbe de lumière théorique dans la bande d'énergie 0.3–10 keV de *Swift*, dans laquelle l'émission de c_1 est presque constante sur un court intervalle temporel de 2.5 h. La durée totale de l'activité de c_1 est d'environ 15 jours d'après nos calculs. Dans les panneaux supérieurs de la figure 4.13, nous montrons aussi les **DSE** calculées pour deux instants arbitraires (MJD 53944.035 et MJD 53944.049), qui correspondent à des niveaux moyen et haut du niveau d'émission au TeV. Les valeurs détaillées des paramètres utilisés sont explicitées dans le tableau 4.1. Les paramètres suivants sont les mêmes pour les 6 composantes : $\gamma_{\min} = 1$, $\gamma_c = 10^6$ et $n = 2$ en accord avec les mécanismes d'accélération de FERMI.

Pour décrire précisément la courbe de lumière **THE**, seules des modifications de la taille des composantes, qui est contrainte par l'échelle temporelle de variabilité associée, et de la densité de particules sont nécessaires. Dans le tableau 4.1, nous spécifions la normalisation de la densité de particules $t_{\text{inj}}Q_0$ au lieu du taux d'injection Q_0 pour faciliter la comparaison avec la normalisation de la densité de particules K_1 des modèles standard **SSC** stationnaires (voir l'équation (3.48)).

D'après l'équation 3.49, des variations rapides requièrent une source relativement dense et petite, qui peut être optiquement épaisse au rayonnement **THE** à cause de

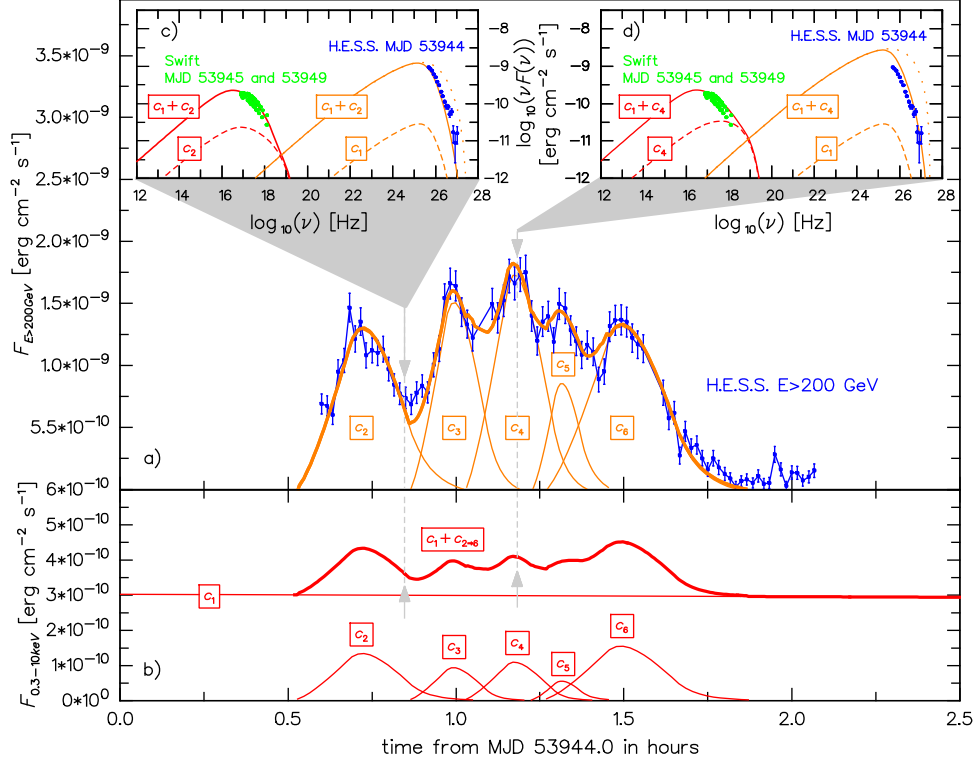


Fig. 4.13: Modélisation **SSC** dynamique de l'éruption de PKS 2155–304 du 28 Juillet 2006. Le panneau a) montre la variabilité rapide observée avec **H.E.S.S.** ainsi que la courbe de lumière modélisée (courbe pleine), où les contributions des composantes $c_{2,...,6}$ sont représentées en lignes fines. Le panneau b) montre la courbe de lumière théorique en rayons X, dominée par la contribution de la composante large c_1 . Les panneaux c) et d) montrent le spectre moyen aux **THE** observé et deux spectres obtenus avec *Swift* quelques jours plus tard. Ces panneaux présentent également les **DSE** calculées pour deux instants (MJD 53944.035 et MJD 53944.049) correspondant à des niveaux d'émission moyen et haut aux **THE**. Les courbes pleines montrent la contribution totale des différentes composantes $c_{1,...,6}$, tandis que les lignes tiretées indiquent certaines contributions individuelles. Les spectres au TeV intrinsèques non absorbés de l'**EBL** sont présentés en lignes pointillées en utilisant le modèle de [Stecker et al. \(2006, 2007b\)](#).

Tab. 4.1: Paramètres utilisés sur la figure 4.13 pour la modélisation **SSC** dynamique de l'éruption de PKS 2155–304 du 28 Juillet 2006.

Paramètre	c_1	c_2	c_3	c_4	c_5	c_6
δ	20	30	30	30	30	30
$R (\times 10^{14} \text{ cm})$	3×10^3	5.2	3.5	4	2.3	6
$B (\text{G})$	0.02	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
$t_{\text{inj}} Q_0 (\times 10^7 \text{ cm}^{-3})$	8×10^{-6}	3.2	7.95	6.8	12	2.45

l’absorption par création de paires dans la source (voir la section 3.6). Une solution simple pour éviter une absorption trop forte consiste à supposer un facteur DOPPLER relativement important ($\delta \gtrsim 50$), ce qui a pour effet de décroître l’échelle de variabilité observée et d’accroître la densité de flux observée, comparativement à ces valeurs dans le référentiel de la source. Cependant, ceci a aussi pour effet d’accroître une contribution EIC éventuelle sur un champ de rayonnement externe. Ce scénario a été proposé par Begelman et al. (2008). Mais l’efficacité d’une diffusion EIC dépend de l’intensité du champ de rayonnement externe et de la distance entre la localisation de ce champ externe et la source relativiste. Ce processus augmente encore le nombre de degrés de liberté, et il est aussi possible que l’intensité du champ de rayonnement externe soit trop faible et/ou que la distance entre celui-ci et la source soit trop importante pour que la diffusion EIC contribue significativement à l’émission, comme couramment supposé dans les différents modèles des blazars au TeV. De plus, l’émission multi-longueurs d’onde des HBL, dont PKS 2155-304 fait partie, ne montre pas de signature probante de tels champs externes assez intenses, contrairement par exemple au cas des *flat spectrum radio quasars*.

Un scénario alternatif est le modèle *spine & sheath* de Ghisellini & Tavecchio (2008a). Ils supposent qu’un jet rapide ($\delta \lesssim 30$) contient des sources compactes plus rapides ($\delta \gtrsim 50$). Le champ de rayonnement produit par le jet est amplifié dans le référentiel des sources compactes, augmentant ainsi l’émission COMPTON inverse de ces sources. Cependant, des mesures du mouvement du jet étendu aux fréquences radio suggèrent un facteur DOPPLER inférieur à 10 (Piner & Edwards 2004), ce qui met le modèle en difficulté.

Dans ce cadre, on peut aussi citer les travaux de Boutelier et al. (2008), qui ont modélisé la première éruption de PKS 2155–304 survenue le MJD 53944 en utilisant également un modèle SSC dynamique. Leur modèle a l’avantage de prendre en compte les cascades secondaires de particules suite aux interactions $\gamma - \gamma$ interne à la source (voir la section 3.6). Dans leur cas, les photons ainsi créés contribuent significativement à l’émission totale de la source, et c’est même ces effets de cascades qui sont responsables de la variabilité rapide dans leur modèle. Nous conseillons ici le lecteur de se reporter à la thèse de Timothé BOUTELIER pour plus de détails à ce sujet (Boutelier 2009).

Nous avons précautionneusement calculé l’effet d’absorption de paires dans la source en utilisant un facteur DOPPLER modéré ($\delta = 30$). Dans l’approche du modèle de Chia-berge & Ghisellini (1999), son effet est quasi négligeable. Premièrement, nous décrivons ici des variabilités de l’ordre de 10–15 min, plus lentes que les variabilités les plus rapides de l’ordre de 2 min que H.E.S.S. a mesurées. De plus, pour les composantes petites et compactes, l’émission synchrotron est moins intense que la contribution COMPTON inverse⁷. Nous avons vérifié qu’en tentant de décrire des variations plus rapides (~ 5 min) ou en imposant $\nu F_{\nu}^{\text{syn,X}} \sim \nu F_{\nu}^{\text{IC,THE}}$, ce qui est souvent observé dans les blazars au TeV, nous obtenons alors effectivement une absorption importante de l’émission aux THE. Nous avons ainsi montré qu’une approche SSC standard peut reproduire des variabilités très rapides au TeV, en supposant que l’émission X est dominée par une composante large et évoluant lentement. Nous allons voir dans la section 4.2.3.3 que nous arrivons à la même conclusion par un chemin différent, en appliquant le modèle décrit à la section 3.11 à la deuxième nuit où PKS 2155–304 est observé dans un état

⁷nous rappelons que l’émission en rayons X est principalement due à la composante large c_1 , qui, elle, contribue peu au rayonnement γ .

de flux très élevé avec **H.E.S.S.** deux jours plus tard, le 30 Juillet 2006.

4.2.3 Variabilité **THE** et campagne multi-longueurs d’onde en Juillet 2006

L’observation de variabilité rapide avec **H.E.S.S.** pendant la nuit MJD 53944 a lancé toute une campagne multi-longueurs d’onde sur PKS 2155–304 pendant les jours qui ont suivi. Ainsi, des observations ont été prises avec **H.E.S.S.** aux **THE** ; *Swift* (Foschini et al. 2007), *RXTE*, et *Chandra* en rayons X ; Bronberg et Watcher en Afrique du Sud en optique ; ainsi que Nançay, HartRAO et ATCA en radio. La figure 4.14 présente une compilation de courbes de lumière préliminaires obtenues avec ces différents instruments. Dans les deux panneaux supérieurs, on voit bien l’effet de l’échantillonnage de courbes de lumière sur l’apparence visuelle de celles-ci : dans le panneau du haut, les données **THE** sont moyennées par nuit, tandis que dans le second panneau l’échantillonnage est de 4 minutes. En apparence, la densité de flux de la première éruption de PKS 2155–304 est plus intense que celle de la seconde éruption, mais en regardant le second panneau, on se rend compte que la courbe de lumière de cette seconde éruption présente des observations de la phase descendante sur une plus longue période que pour la première éruption. L’échantillonnage et la couverture temporelle apparaît donc comme primordiale pour la compréhension du processus physique sous-jacent.

La figure 4.15 montre une vue rapprochée de la courbe de lumière de PKS 2155–304 observée avec **H.E.S.S.**, analysée avec **HAP**, mettant bien en évidence que le pic d’émission de la seconde éruption aux **THE** est plus intense que celle de la première éruption. La nuit intermédiaire MJD 53945 présente une faible intensité **THE**, confirmant la variabilité de PKS 2155–304 sur des échelles de temps de l’ordre de la nuit, en plus de la variabilité rapide intra-nuit des deux éruptions majeures.

Figure 4.16, nous présentons la courbe de lumière à long terme de PKS 2155–304 en ondes radio. Le panneau du bas montre des données contemporaines aux observations de **H.E.S.S.** Il apparaît qu’une augmentation de l’activité aux plus hautes énergies semble être précurseur d’une augmentation du flux radio. Cette tendance semble aussi apparaître dans le cas d’observations conjointes menées sur M 87 en radio et aux **THE** (voir la section 5.1.4). Cet effet peut être dû à une interaction réciproque du jet étendu et de nodules dans le jet.

Un effet encore plus intrigant est représenté sur la figure 4.17. L’indice de photons Γ y est tracé en fonction du flux **THE** intégré au-dessus de 200 GeV, obtenu également avec la chaîne d’analyse **HAP**, pour l’ensemble des observations de PKS 2155–304 entre 2005 et 2007 avec **H.E.S.S.** Ce graphe est construit en considérant des intervalles à densités de flux **THE** constantes, indépendamment de l’ordre chronologique des observations. Ainsi, les points de ce graphe sont “rangés” en densités de flux, mais non par date de prise des données. Comme on le voit dans d’autres blazars du TeV, dans la partie droite, nous voyons que le spectre durcit avec une intensité de flux croissante sur le long terme. Cependant, dans la partie à bas flux, le spectre *mollit* avec une intensité croissante. C’est la première fois qu’un tel double comportement spectral à intensité croissante est mis en évidence dans un objet aux **THE**. Ceci est peut-être dû au fait que les observations longues menées sur PKS 2155–304 révèlent enfin un état stable de basse activité, révélant des comportements spectraux auparavant hors d’atteinte des observations. Cet effet représente un véritable défi pour les différents modèles radiatifs sur le marché. À notre connaissance, aucun de ces modèles ne prédit un tel double

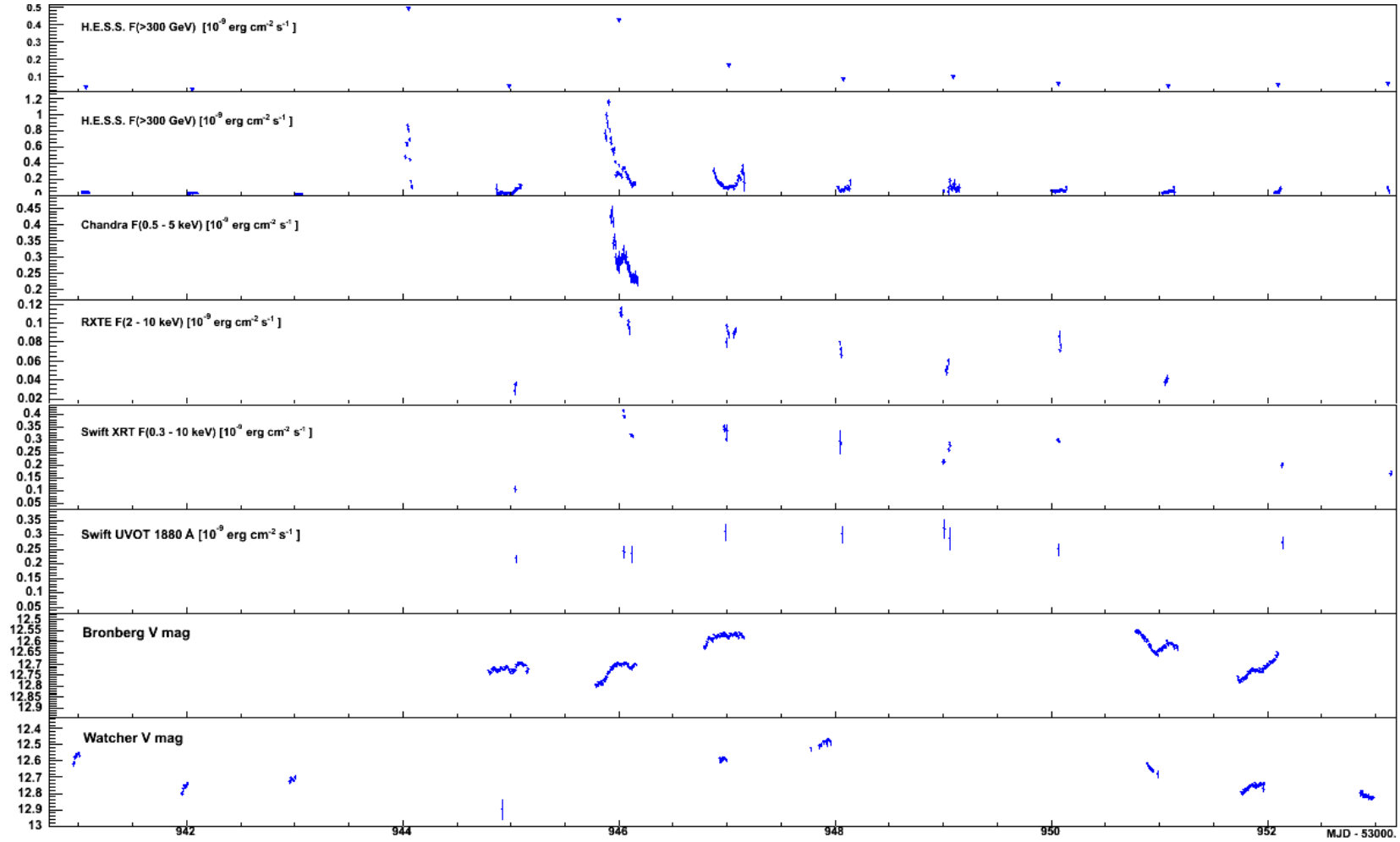


Fig. 4.14: Compilation des courbes de lumière préliminaires en bandes **THE**, X, UV, et optique obtenues sur PKS 2155–304 pendant la campagne multi-longueurs d’onde de 2006.

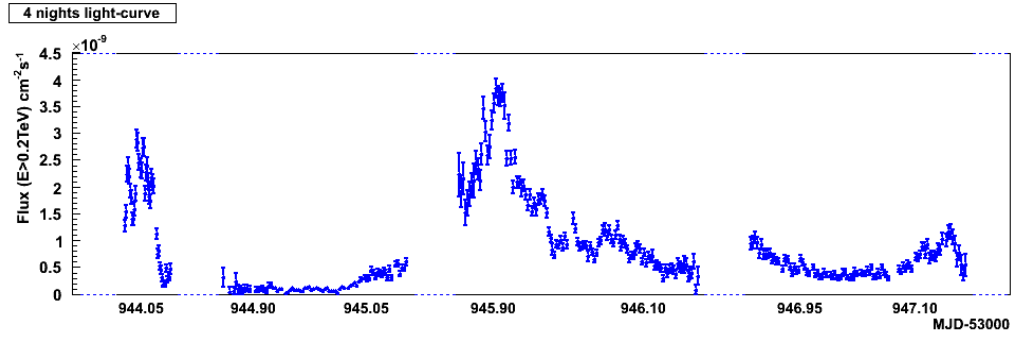


Fig. 4.15: Courbe de lumière de PKS 2155–304 mesurée avec **H.E.S.S.** au-dessus de 200 GeV obtenue avec **HAP** pour les 4 nuits consécutives commençant à la nuit MJD 53944 de la première éruption.

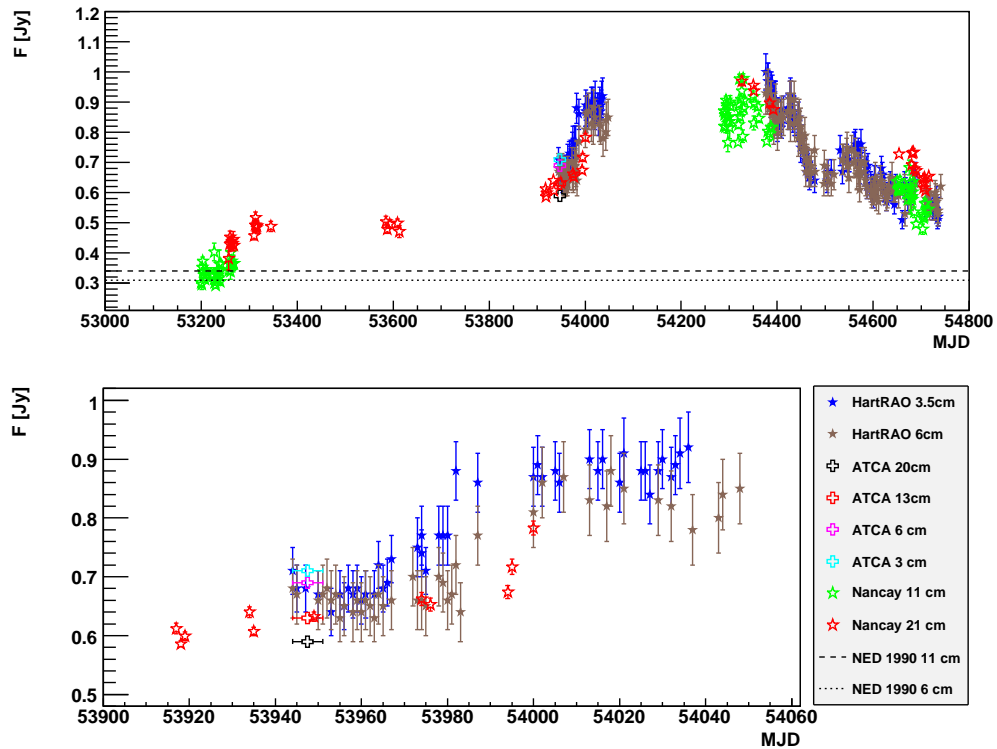


Fig. 4.16: Courbe de lumière à long terme dans le domaine radio de PKS 2155–304, compilant des données obtenues avec le **RTN**, HartRAO et ATCA. Dans le panneau de dessus, les lignes horizontales montrent les flux à 11 cm et 6 cm de 1990 fournis par le **NED**.

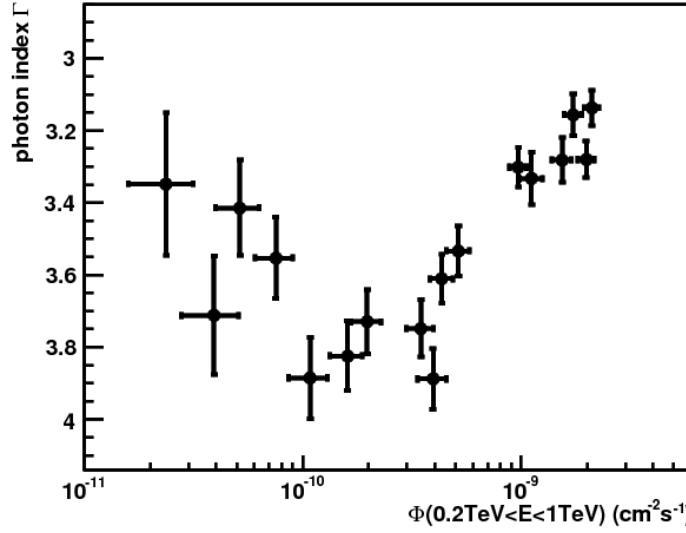


Fig. 4.17: Variation de l'indice de photons Γ en fonction du flux intégré au-dessus de 200 GeV pour PKS 2155–304 pour des observations courant de 2005 à 2007 avec *H.E.S.S.*, obtenus par un ajustement spectral en loi de puissance simple sur les données avec *HAP*.

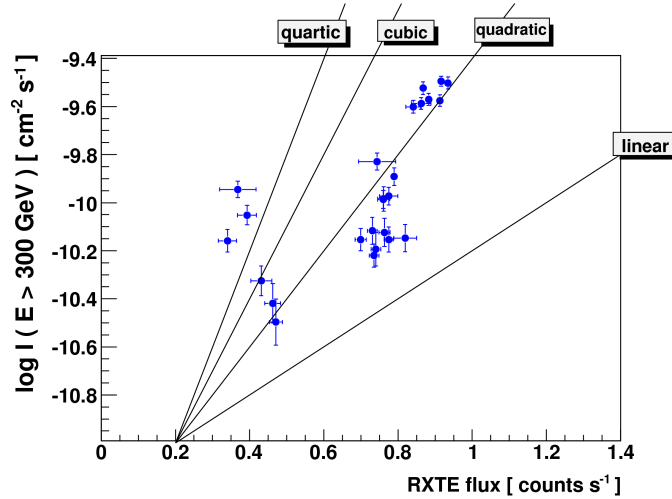


Fig. 4.18: Flux intégré au-dessus de 300 GeV de PKS 2155–304 mesuré par *H.E.S.S.* en fonction du taux de coups mesuré en rayons X avec *RXTE* entre MJD 53945 et MJD 53950.

comportement spectral.

En ce qui concerne les corrélations multi-longueurs d'onde, la figure 4.18 montre le flux intégré au-dessus de 300 GeV en fonction du taux de coups enregistré avec le satellite *RXTE* en rayons X sur un intervalle d'une semaine, entre MJD 53945 et MJD 53950. Ces flux multi-longueurs d'onde semblent quadratiquement corrélés, comme observé dans d'autres blazars.

Cependant, la figure 4.19 montre la corrélation entre le flux intégré mesuré par *H.E.S.S.* et le flux entre 2 et 10 keV mesuré par *Chandra* pendant la seule nuit MJD 53946 de la seconde éruption de PKS 2155–304 (voir Aharonian et al. 2009j, pour des détails sur les observations menées avec *Chandra*). La corrélation entre ces flux $F_{\text{THE}} \propto F_X^{2.8}$ y est quasi cubique. Comme nous l'avons abordé à la section 4.2.2.2, une telle corréla-

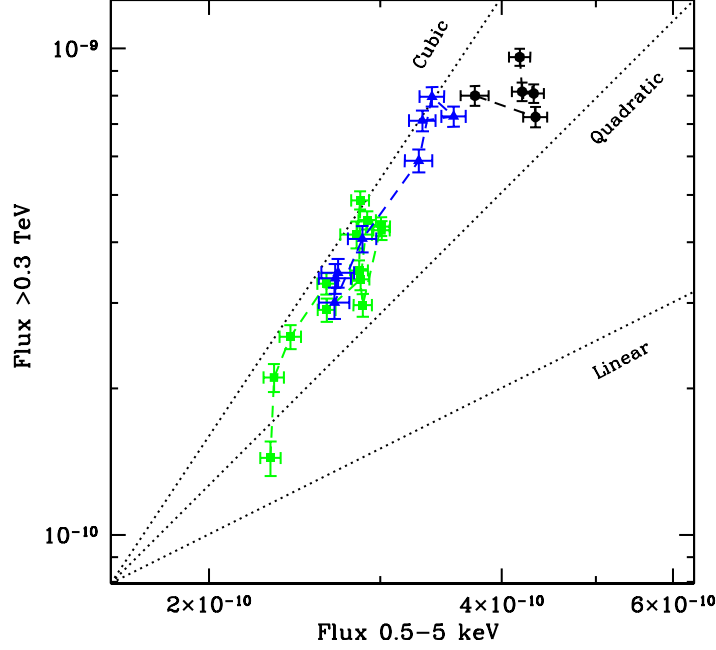


Fig. 4.19: Corrélation entre les flux intégrés aux **THE** mesurés par **H.E.S.S.** et en rayons X par *Chandra* pendant la nuit MJD 53946. Les unités sont en $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Pour référence, les lignes pointillées représentent trois différentes pentes de la relation $F_{\text{THE}} \propto F_X^x$, avec $x = 1, 2$ et 3 . Extrait de [Aharonian et al. \(2009j\)](#).

tion cubique exclut toute interprétation en terme de modèle **SSC** à *une zone*. Toutefois, comme nous le verrons à la section 4.2.3.3, une modélisation **SSC** à *deux zones* peut rendre compte de cette corrélation cubique.

La figure 4.20 présente les courbes de lumière combinées de PKS 2155–304 aux **THE**, en rayons X observés avec *Chandra* et en optique par l’Observatoire Bronberg pendant la nuit MJD 53946 de la seconde éruption. Sur cette figure, l’échelle en densité de flux est identique pour les trois gammes d’énergies, facilitant la comparaison des niveaux d’intensité. On voit bien que la densité de flux **THE** varie extrêmement, d’un facteur ~ 22 pendant la nuit, alors que les émissions X et optique varient faiblement, de 15% et 2% respectivement.

Par l’ensemble des données présentées ici, on voit bien que PKS 2155–304 est entrée dans une phase d’activité extrêmement intéressante en Juillet 2006. Les données à la fois à long terme et à court terme de cet objet recèlent des informations tout à fait inédites aux **THE**. Ces données sont assez riches pour permettre d’exclure des modèles trop simplistes d’émission multi-longueurs d’onde du jet, comme un modèle **SSC** à une zone en ce qui concerne la seconde éruption. Nous allons présenter maintenant quelques solutions de modélisation de l’émission de PKS 2155–304 pour fin Juillet– début Août 2006.

4.2.3.1 Modélisation stationnaire

Bien que l’émission multi-longueurs d’onde de PKS 2155–304 soit variable à long terme comme on l’a vu précédemment, voire extrêmement variable aux **THE** à court terme, on peut toutefois tenter l’exercice suivant : nous allons d’abord présenter des solutions *stationnaires* pour l’émission multi-longueurs d’onde moyennée sur une nuit pour quelques nuits suivant la première éruption de MJD 53944, pour lesquelles des

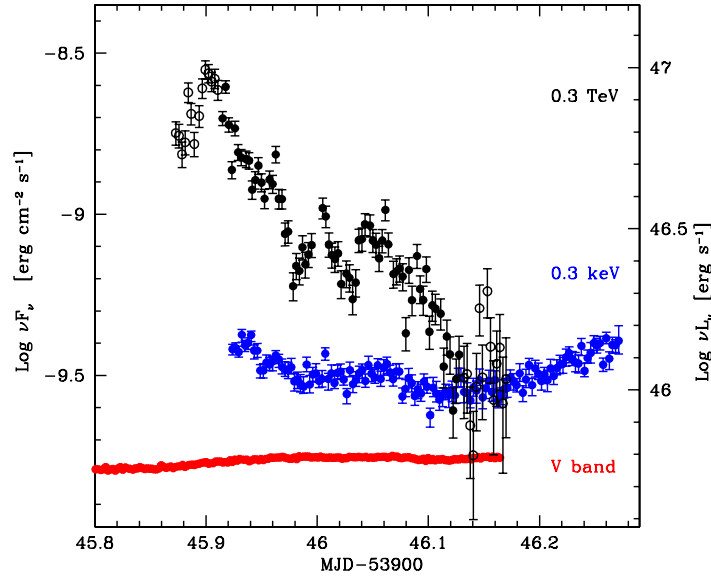


Fig. 4.20: Courbes de lumière de PKS 2155–304 pour la nuit MJD 53946 aux **THE** analysée avec la chaîne allemande (*en noir*), en rayons X avec *Chandra* (*en bleu*), et en optique en bande *V* (*en rouge*). L’échelle en densité de flux est commune aux trois bandes en énergie, facilitant la comparaison entre elles. On voit bien l’extrême variabilité d’un facteur ~ 22 aux **THE**, à comparer aux 15% et 2% de variations en rayons X et en optique, respectivement. Extrait de Aharonian et al. (2009j).

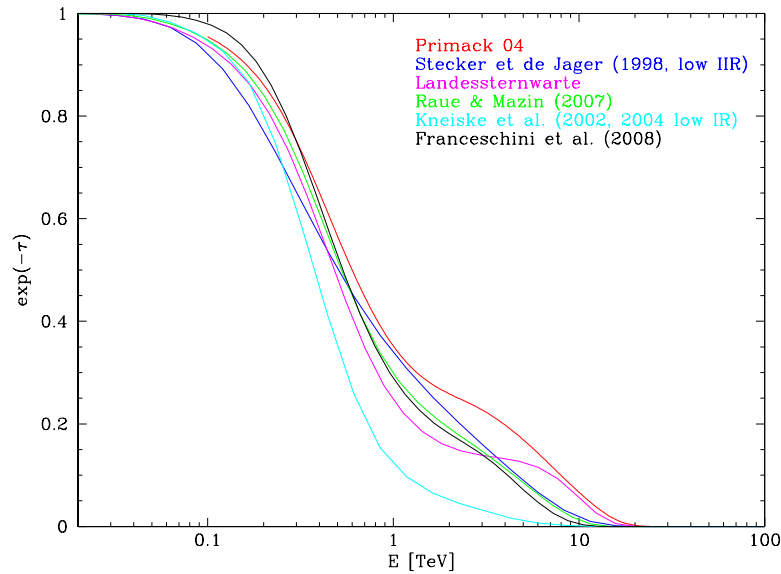


Fig. 4.21: Comparaison de différents modèles d’EBL pour le décalage vers le rouge de PKS 2155–304.

données existent dans différentes gammes d’énergie. Ces solutions ont été obtenues avec le code `sblob`, présenté à la section 3.9 à la page 86, dans le cadre de l’interprétation “blob dans le jet”, et nous donnent une idée de l’espace des paramètres “moyens”.

Tout d’abord, nous montrons sur la figure 4.21 une comparaison, pour le décalage vers le rouge de PKS 2155–304, de différents modèles d’absorption optique par l’EBL, dont l’effet sur les spectres au TeV est décrit à la section 3.7. Nous voyons que tous

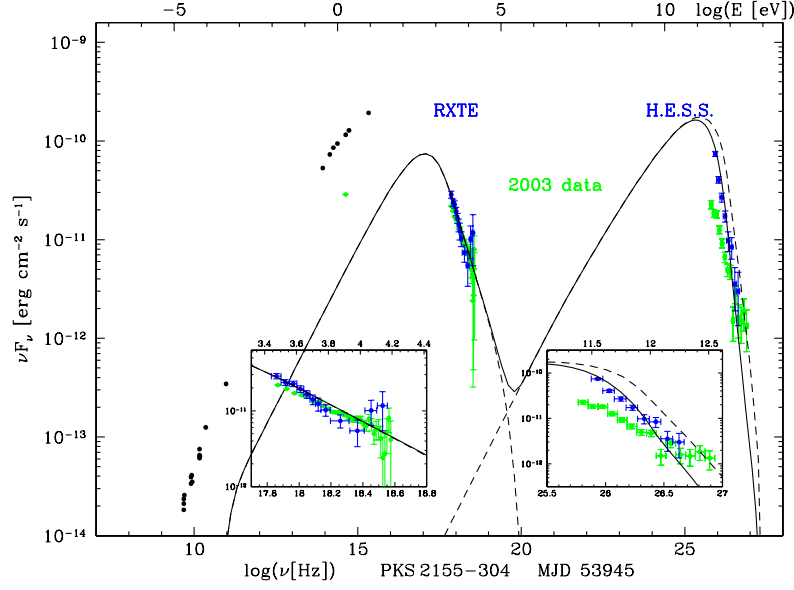


Fig. 4.22: Modélisation stationnaire de la DSE de PKS 2155–304 pour les données moyennées sur la nuit MJD 53945.

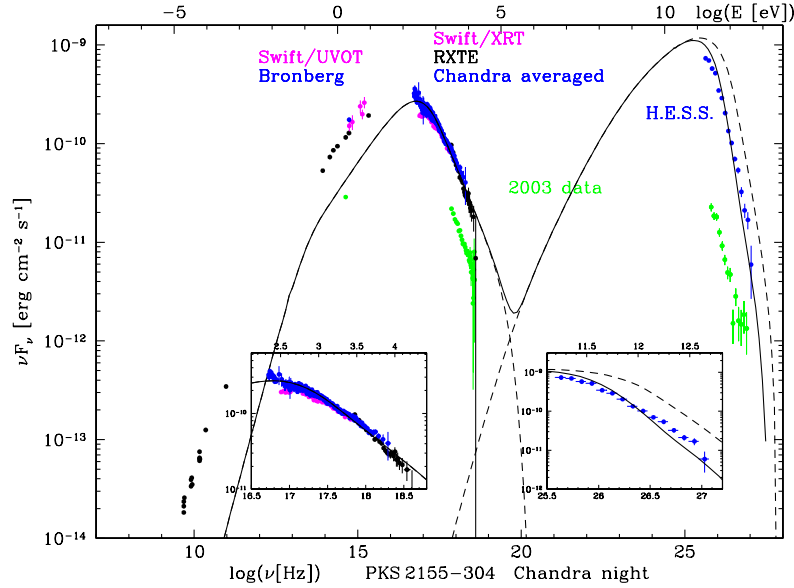


Fig. 4.23: Modélisation stationnaire de la DSE de PKS 2155–304 pour les données moyennées sur la nuit MJD 53946. C’est pour cette nuit que la reproduction des données moyennes aux hautes énergies par le modèle stationnaire apparaît la moins performante, ce qui paraît logique vue l’intense variabilité des phénomènes à cette date.

ces scénarios donnent des résultats très similaires, mis à part le modèle de [Kneiske et al. \(2002, 2004\)](#) dont l’absorption est plus prononcée aux environs de 1 TeV par rapport aux autres solutions. Ainsi, on voit que le choix spécifique d’EBL à prendre en compte dans notre modélisation SSC n’est pas primordial. Tout au long de cette section, nous avons fait le choix d’utiliser le modèle d’EBL fourni par nos collègues du Landessternwarte de l’Université de Heidelberg, qui est quasi identique à celui déduit dans les travaux de [Aharonian et al. \(2006e\)](#).

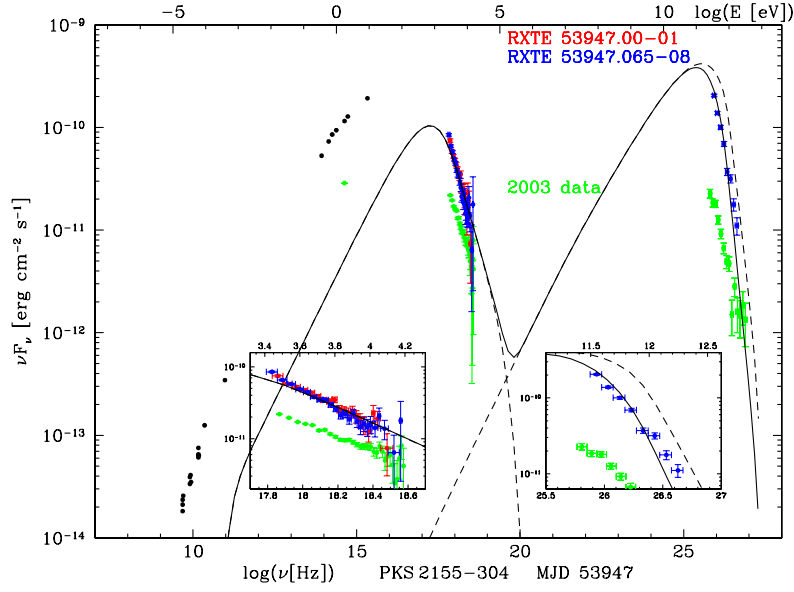


Fig. 4.24: Modélisation stationnaire de la DSE de PKS 2155–304 pour les données moyennées sur la nuit MJD 53947.

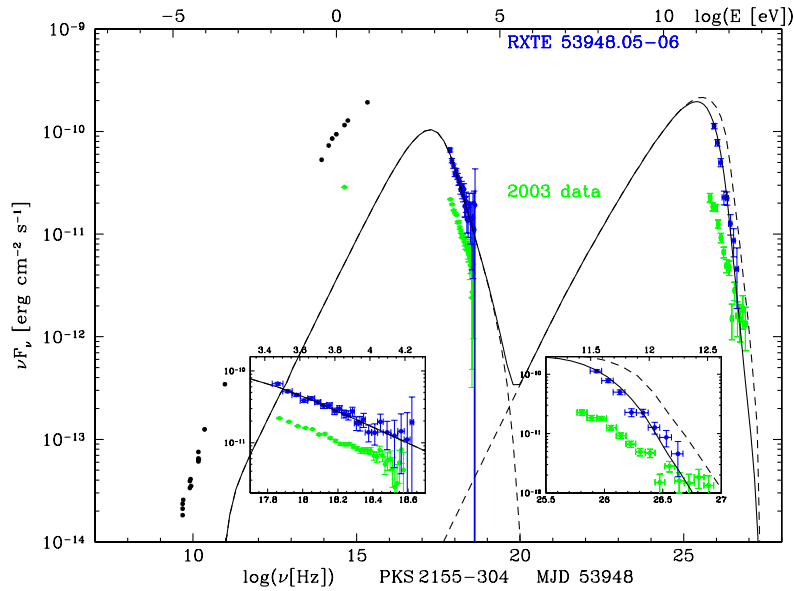


Fig. 4.25: Modélisation stationnaire de la DSE de PKS 2155–304 pour les données moyennées sur la nuit MJD 53948.

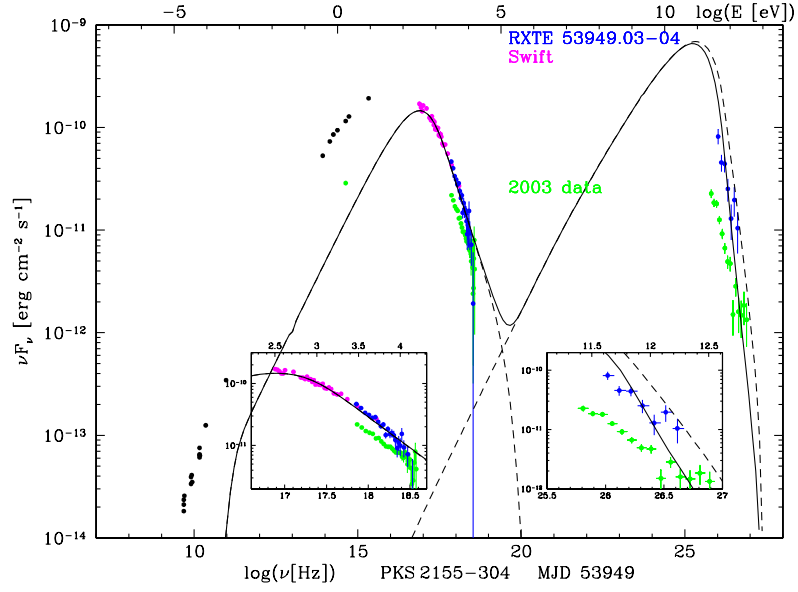


Fig. 4.26: Modélisation stationnaire de la DSE de PKS 2155–304 pour les données moyennées sur la nuit MJD 53949.

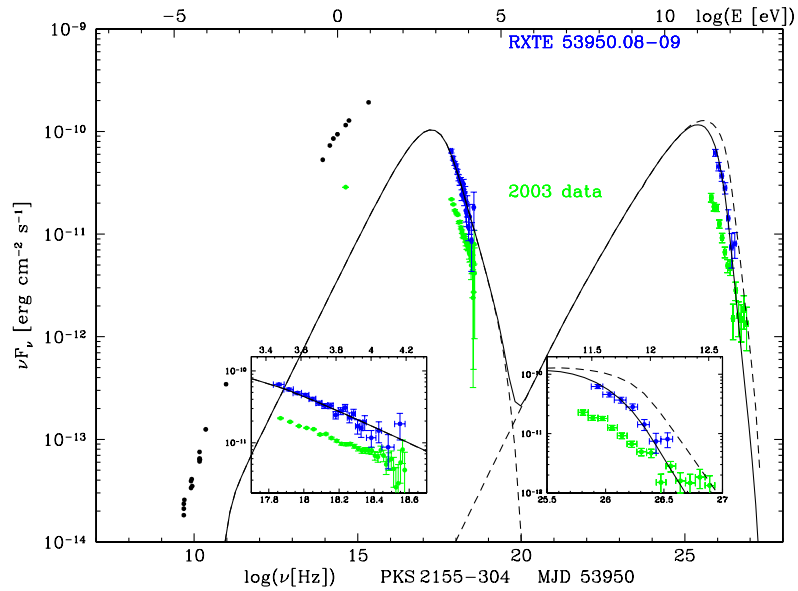


Fig. 4.27: Modélisation stationnaire de la DSE de PKS 2155–304 pour les données moyennées sur la nuit MJD 53950.

Sur les figures 4.22 à 4.27, nous présentons les résultats de nos modélisations SSC stationnaires pour les données multi-longueurs d’onde de PKS 2155–304, moyennées par nuit pour les différentes nuits MJD 53945 à MJD 53950. L’observation par H.E.S.S. de la première éruption de PKS 2155–304 ayant déclenché la campagne multi-longueurs d’onde à partir de la nuit suivante MJD 53945, nous ne présentons pas dans ce paragraphe de modélisation SSC stationnaire pour la nuit MJD 53944. De plus, bien que d’autres solutions existent, nous avons tenté de représenter les données pour ces différentes nuits au plus près de la solution du modèle 2 de Aharonian et al. (2005a), également présenté en lignes tiretées longs sur la figure 4.9. Cette solution représentait les données de PKS 2155–304 obtenues pendant la campagne multi-longueurs d’onde de 2003, révélant alors un état d’activité très calme dans cette source.

Le but ici est donc de montrer que des paramètres très similaires peuvent à la fois reproduire les données d’un état bas et d’un état haut d’activité. L’ensemble des paramètres utilisés est présenté dans le tableau 4.2. Il est intéressant de noter à quel point la modélisation stationnaire reproduit bien les données moyennées par nuit de PKS 2155–304. On peut aussi noter toutefois que la modélisation de la nuit de la seconde éruption MJD 53946 requiert un facteur DOPPLER plus important que pour les autres nuits, ce qui peut se comprendre au vu de l’intense émission γ THE correspondante. En augmentant le facteur DOPPLER, on décale les pics des émission synchrotron et COMPTON inverse vers les hautes fréquences, et on a compensé ici cet effet en réduisant l’intensité du champ magnétique dans la source. Physiquement, cela veut dire que du matériau fraîchement injecté est vivement accéléré dans le jet. Toutefois, il ne faut pas oublier le fait que cette modélisation stationnaire reproduit ici un événement extrêmement variable, et qui plus est où l’optique, et les rayons X et γ ne varient pas vraiment simultanément. Il faut alors juste considérer cette solution comme un exercice de style. Une description physiquement correcte requiert clairement un traitement dynamique.

4.2.3.2 Interlude : PKS 2155–304 et gravité quantique

Nous faisons ici un interlude pour introduire un autre aspect physique accessible via les riches données sur PKS 2155–304. La détection de PKS 2155–304 pendant les éruptions des 28 et 30 Juillet atteint un tel niveau de confiance que la statistique de photons aux THE est tout bonnement exceptionnelle, avec 173σ de niveau de confiance pour le premier événement⁸ et 252σ pour le second⁹ suivant les résultats obtenus avec la chaîne d’analyse HAP.

On peut donc étudier l’éventuelle présence de délais temporels au sein des courbes de lumière obtenues avec H.E.S.S. entre différents intervalles d’énergies aux THE. De tels délais pourraient apparaître soit par effet interne à la source, où des photons THE aux plus hautes énergies pourraient être produits légèrement en amont dans le jet par rapport aux photons THE de plus basse énergie. Ceci correspond à l’image de Marscher et al. (2008) où, dans un aspect multi-longueurs d’onde, l’émission haute énergie est produite en amont par rapport à l’émission basse énergie, les particules relativistes perdant graduellement leur énergie lors de leur propagation dans le jet.

Toutefois, un effet *extrinsèque* à la source d’émission pourrait également créer des délais temporels parmi l’arrivée des photons de très hautes énergies. En effet, Albert EINSTEIN a postulé que la lumière se propage toujours à la vitesse c , indépendem-

⁸12134 événements de type photon γ THE détectés.

⁹32073 événements de type photon γ THE détectés.

Tab. 4.2: Paramètres pour les modèles stationnaires pour PKS 2155–304 en Juillet 2006, comparés au modèle 2 de [Aharonian et al. \(2005a\)](#).

Date (MJD)	(2003)	53945	53946	53947	53948	53949	53950
Figure	4.9	4.22	4.23	4.24	4.25	4.26	4.27
δ_b	25	25	60	25	25	25	25
B (G)	0.25	0.25	0.10	0.25	0.25	0.25	0.25
r_b (cm)	1.5×10^{15}	2.25×10^{15}	2.1×10^{15}	1.7×10^{15}	2.4×10^{15}	2.5×10^{15}	3.1×10^{15}
K_1 (cm $^{-3}$)	2.0×10^3	2.82×10^3	8.27×10^4	6.86×10^3	2.44×10^3	5.17×10^3	1.13×10^3
n_1	1.7	1.7	2.0	1.7	1.7	1.7	1.7
n_2	4.65	5.2	4.6	5.2	5.2	5.0	5.2
γ_{\min}	1.0	1.0	10^3	1.0	1.0	1.0	1.0
γ_b	1.5×10^5	8.0×10^4	6.0×10^4	10^5	10^5	6.5×10^4	10^5
γ_c	9.0×10^5	9.0×10^5	10^6	9.0×10^5	9.0×10^5	9.0×10^5	9.0×10^5

ment du mouvement du corps émetteur (Einstein 1905). Cependant, dans les dernières décennies, des théories ont proposé que la vitesse de la lumière puisse subir une dépendance en énergie, dans le cadre de modèles de gravité quantique (Alfaro et al. 2002; Amelino-Camelia et al. 2005; Ellis et al. 2008). Toutefois cet effet ne devrait apparaître qu'à des énergies de l'ordre de l'énergie de PLANCK $E_P = 1.22 \times 10^{19}$ GeV. Pour des énergies bien plus petites, de l'ordre du TeV dans notre cas, un développement en série de la vitesse de la lumière est applicable, et est alors paramétré indépendamment de tout modèle sous la forme :

$$c' = c \left(1 + \xi \frac{E}{E_P} + \zeta \frac{E^2}{E_P^2} \right) \quad (4.6)$$

où ξ et ζ sont des paramètres libres. Même pour de très hautes énergies, on s'attend à ce que ces corrections soient très faibles. Toutefois, Amelino-Camelia et al. (1998) ont suggéré que ces minuscules modifications du temps de propagation puissent devenir mesurables pour des sources cosmologiques. Ainsi, plus la source est lointaine, plus le décalage temporel entre les temps d'arrivée de photons d'énergies différentes est facile à mesurer¹⁰. On peut montrer que, pour un décalage vers le rouge z , deux photons émis simultanément d'énergies différentes $\Delta E = E_1 - E_2$ arriveront à l'observateur avec un délai $\Delta t = t_1 - t_2$, obéissant à la relation :

$$\frac{\Delta t}{\Delta E} \approx \frac{\xi}{E_P H_0} \int_0^z dz' \frac{1 + z'}{\sqrt{\Omega_m(1 + z')^3 + \Omega_\Lambda}} \quad (4.7)$$

au premier ordre, avec les paramètres cosmologiques $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ et $H_0 = 70$ km s⁻¹ Mpc⁻¹. Dans le cas où le terme linéaire en ξ est nul, on obtient au second ordre :

$$\frac{\Delta t}{\Delta E^2} \approx \frac{3\zeta}{2E_P^2 H_0} \int_0^z dz' \frac{(1 + z')^2}{\sqrt{\Omega_m(1 + z')^3 + \Omega_\Lambda}} \quad (4.8)$$

Jusqu'à maintenant, l'absence de détection d'un tel décalage temporel a toutefois permis de poser des limites supérieures sur les paramètres ξ et ζ . L'étude des courbes de lumière des sursauts¹¹ γ donne les meilleures contraintes à ce jour.

La collaboration **MAGIC** a entrepris une telle étude lors de deux éruptions du blazar Mrk 501 observées les 30 Juin et 9 Juillet 2005 (Albert et al. 2007a). Dans leurs courbes de lumière, aucun effet de dispersion de vitesse de la lumière entre différentes bandes d'énergie aux **THE** n'est mis en évidence, résultant en une limite $|\xi| < 60$ et $|\zeta| < 2.2 \times 10^{17}$ (Albert et al. 2008a)

Ainsi, on peut chercher des décalages temporels entre les pics d'intensité dans les courbes de lumière de PKS 2155–304 pour les éruptions de 2006 entre des sous-domaines **THE** à basse énergie et à haute énergie. Pour ce faire, il nous faut étudier les corrélations croisées des courbes de lumière entre deux sous-domaines en énergies. On peut retrouver l'analyse officielle de la courbe de lumière **H.E.S.S.** de la première éruption de PKS 2155–304 dans l'article Aharonian et al. (2008h) de la collaboration **H.E.S.S.**, étude qui a été coordonnée par Rolf BÜHLER et Agnieszka JACHOLKOWSKA. Dans cet article, les auteurs ont utilisé la méthode de fonction de corrélation croisée

¹⁰à condition toutefois que la densité de flux soit suffisante pour avoir une détection significative de la source lointaine!

¹¹ γ -ray bursts (GRB) en anglais.

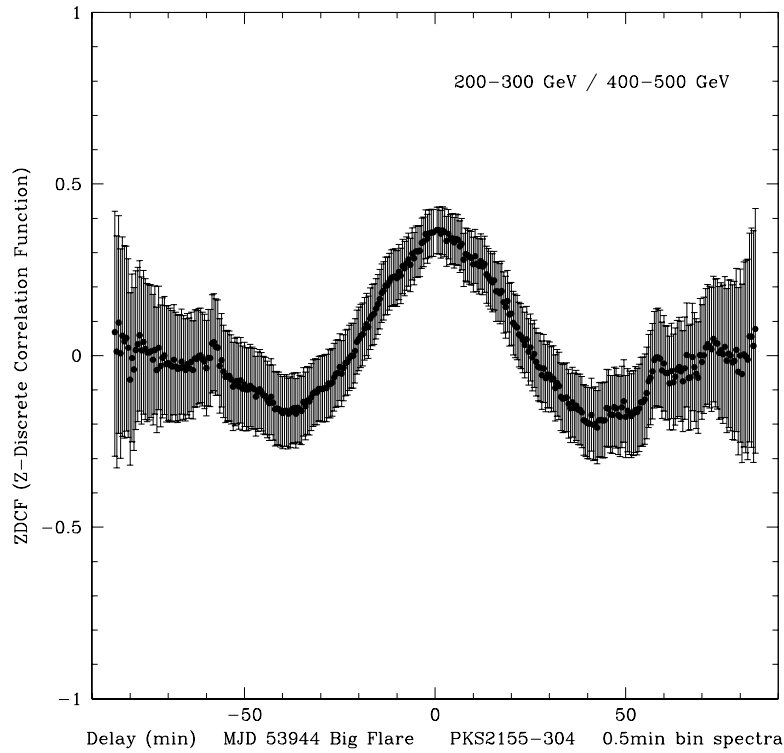


Fig. 4.28: Z-DCF de PKS 2155–304 pour la nuit de la première éruption du 28 Juillet 2006.

modifiée (MCCF)¹² de Li et al. (2004). Cette méthode est basée sur la fonction de corrélation discrète (DCF)¹³ de Edelson & Krolik (1988).

Nous avons participé à la vérification indépendante de recherche de décalage temporel par rapport à la version publiée. Nous présentons ici juste un exemple de recherche d'un tel décalage temporel. Nous avons utilisé la fonction de corrélation croisée discrète par transformée en Z (Z-DCF) de Alexander (1997), qui est l'équivalent discret de la transformée de LAPLACE. La figure 4.28 présente cette Z-DCF de PKS 2155–304 entre les courbes de lumière $F_{200-300 \text{ GeV}}(t)$ et $F_{400-500 \text{ GeV}}(t)$ échantillonnées toutes les 30 s pour la nuit de la première éruption de MJD 53944. Nous ne trouvons aucun décalage temporel entre ces deux bandes d'énergies, de même que pour différentes combinaisons de bandes d'énergie entre 200 GeV et 900 GeV ou encore en utilisant un intervalle temporel de 2 min dans l'échantillonnage des courbes de lumière. Le choix de ces énergies s'est fait car au-delà de 1 TeV, la statistique de photons n'est plus suffisante pour extraire des données H.E.S.S. des courbes de lumière échantillonnées toutes les 30 s. Dans un cadre SSC classique, cette absence de décalage temporel suggère que le temps de variation du flux est inférieur au temps de refroidissement des particules aux THE, la variabilité étant alors dominée par les pertes adiabatiques de la source d'émission.

Expliquons pourquoi notre choix de la méthode utilisée ici s'est portée sur la Z-DCF. Décrivons quelques méthodes usuellement utilisées en astrophysique :

- la fonction de corrélation interpolée (ICCF)¹⁴ de Gaskell & Peterson (1987). Le calcul de cette fonction nécessite une interpolation entre les points discrets de don-

¹²de l'anglais *modified cross-correlation function*.

¹³de l'anglais *discrete correlation function*.

¹⁴de l'anglais *interpolated cross-correlation function*.

nées temporelles, qui doivent être échantillonnées régulièrement. Cette méthode ne propose pas d’estimation simple de l’erreur faite sur le calcul de corrélation croisée. Le fait d’interpoler les données n’est pas très satisfaisant ;

- La fonction de corrélation discrète (DCF) de [Edelson & Krolik \(1988\)](#). Cette fonction prend en compte les effets globaux de la courbe de lumière, dont la moyenne statistique doit être globalement stationnaire à l’échelle de la fenêtre d’observation, ce qui n’est pas le cas des éruptions étudiées ici. De plus, les propriétés statistiques de la DCF restent mal comprises, et ses erreurs sont en général surestimées par rapport aux autres méthodes (voir [Alexander 1997](#), pour plus de détails sur cette question). En outre, les données considérées doivent être temporellement échantillonnées de manière régulière, *i.e.* il ne doit pas y avoir de “trous” dans la courbe de lumière étudiée. La méthode MCCF utilisée dans la publication se base sur la fonction de corrélation discrète de [Edelson & Krolik \(1988\)](#) ;
- la fonction de corrélation croisée (CCF)¹⁵ de [White & Peterson \(1994\)](#) prend en compte les effets locaux plutôt que globaux des courbes de lumière, ce qui fait que la moyenne statistique des données ne doit pas forcément être globalement stationnaire, contrairement à la méthode de [Edelson & Krolik \(1988\)](#). De plus, cette méthode s’accommode également de données non régulièrement échantillonnées ;
- la fonction de corrélation discrète à transformée en Z (Z-DCF) de [Alexander \(1997\)](#). Cette méthode apparaît moins utilisée dans la communauté que celles décrites ci-dessus. Cependant, elle paraît plus puissante que ces dernières. Non seulement elle s’accommode de courbes de lumière non régulièrement échantillonnées, mais aussi d’un échantillonnage à pas temporel variable des données.

Ainsi, on voit que la MCCF utilisée par [Aharonian et al. \(2008h\)](#) n’est pas la méthode la plus correcte mathématiquement dans ce cas. En effet, les courbes de lumière **H.E.S.S.** ne sont pas échantillonnées régulièrement, car un repointage se fait toutes les 28 min entre chaque *run* pour mener les observations en mode *wobble*. Cependant, la MCCF donne des résultats physiquement comparables à la méthode plus robuste Z-DCF exposée ci-dessus, qui permet de confirmer les conclusions de l’article publié.

Suite à cette recherche de décalage temporel dans les courbes de lumière **THE** dans les données **H.E.S.S.**, [Aharonian et al. \(2008h\)](#) ont ainsi trouvé que $|\xi| < 17$, soit $|\xi|^{-1} E_P > 7.2 \times 10^{17}$ GeV, et $|\zeta| < 7.3 \times 10^{19}$, soit $|\zeta|^{-1/2} E_P > 1.4 \times 10^9$ GeV par la méthode MCCF. Avec l’observation d’éruptions dans Mrk 501 et PKS 2155–304, l’astrophysique γ ČERENKOV ouvre tout juste la voie vers la recherche de dépendance en énergie de la vitesse de la lumière, dans le cadre de modèles de gravité quantique, à l’aide d’observations de **NAG**. Une analyse approfondie du phénomène nécessitera le suivi d’un échantillon de **NAG** variables à différents décalages vers le rouge. Ceci ne sera faisable qu’avec les instruments ČERENKOV de prochaine génération comme ČERENKOV Telescope Array (**CTA**).

4.2.3.3 Modélisation dynamique

Comme nous l’avons fait remarquer à la fin de la section 4.2.3.1, un modèle stationnaire n’est pas physiquement satisfaisant dans le cas de la seconde éruption de PKS 2155–304, bien que reproduisant relativement bien les données moyennées sur la nuit.

¹⁵de l’anglais *cross-correlation function*.

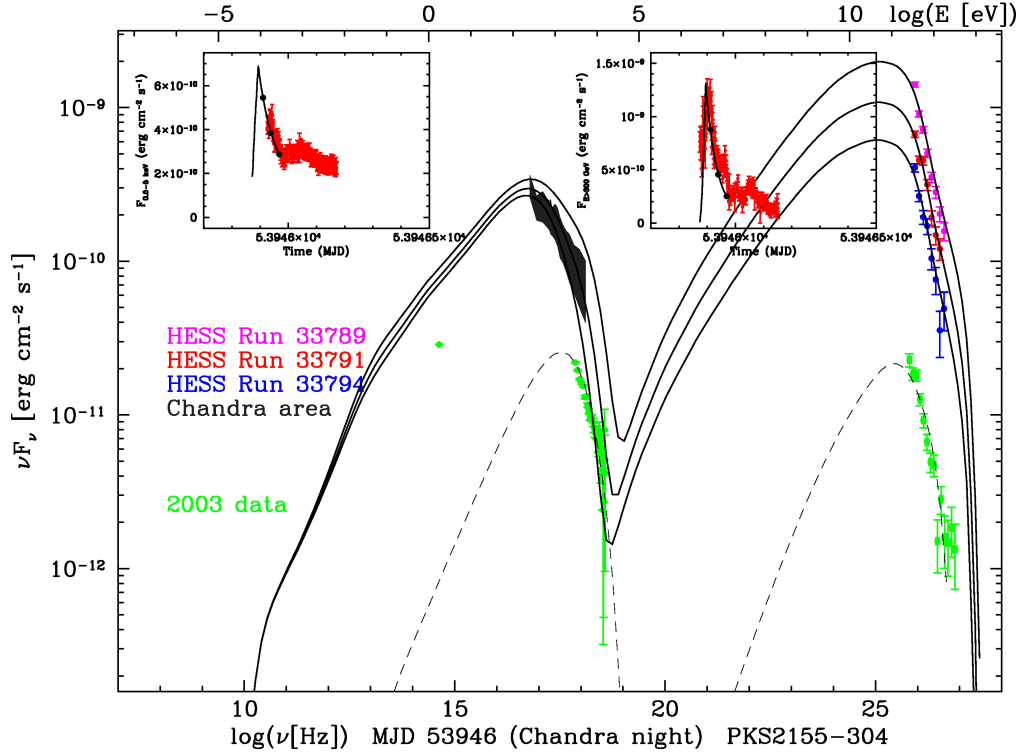


Fig. 4.29: Distribution spectrale en énergie de PKS 2155–304 lors de la seconde éruption du 30 Juillet 2006. Les lignes solides représentent trois arrêts sur image de l'évolution de la DSE, simultanés à trois spectres H.E.S.S. obtenus chacun en 28 min pendant la nuit. Les encarts montrent les courbes de lumière correspondantes en rayons X et aux THE, les trois époques de la DSE étant reportées en points noirs dans les courbes de lumière. L'état de 2003 est représenté en traits pointillés pour comparaison, modélisé avec le code SSC stationnaire sblob en utilisant les paramètres du modèle 2 de Aharonian et al. (2005a).

Nous allons maintenant modéliser l'éruption de la nuit MJD 53946 de PKS 2155–304, à l'aide d'un modèle standard d'émission dans les blazars. Nous appliquons ici le modèle SSC dynamique de Katarzyński et al. (2003) décrit à la section 3.11 à la page 98 au cas de l'éruption de PKS 2155–304 de la nuit MJD 53946.

La figure 4.29 présente le résultat de ce scénario SSC dynamique sur l'éruption de PKS 2155–304 de la nuit MJD 53946. Les paramètres correspondants sont reportés dans le tableau 4.3. De manière très similaire à notre modélisation de la première éruption présentée à la section 4.2.2.2 à la page 118, nous interprétons ici l'émission en rayons X, faiblement variable, comme provenant du jet, et l'émission aux THE comme étant issue d'un nodule dense dans le jet. Le jet étendu n'est pas assez dense pour avoir une contribution significative aux THE par effet COMPTON inverse, et c'est le nodule qui est ici responsable de la variabilité. Nous présentons de nouveau sur les figures 4.30 et 4.31 les courbes de lumière en rayons X et aux THE pour une meilleure visibilité. On voit dans celles-ci que notre solution dynamique représente bien les premiers pics d'émission observés en X et en γ . Cependant, on voit aussi que notre modèle ne décrit pas la micro-variabilité rapide, c'est-à-dire les petits pics secondaires visibles dans les courbes de lumière. On pourrait bien sûr rajouter des mini-nodules éjectés plus tard dans le jet par l'engin central pour améliorer la solution, mais ceci augmenterait également le nombre de paramètres du modèle, ce qui n'est pas très satisfaisant. Ceci

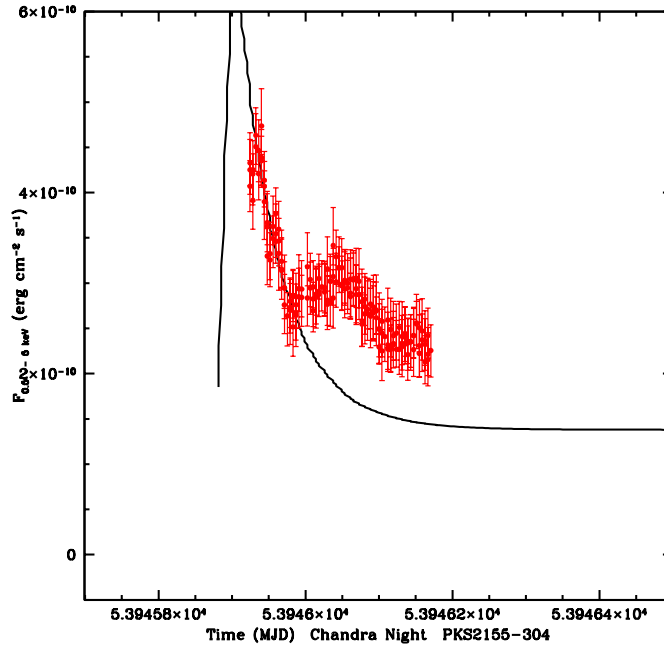


Fig. 4.30: Courbe de lumière en rayons X de PKS 2155–304 pendant la nuit MJD 53946, observée par *Chandra* et telle que modélisée avec notre modèle SSC dynamique (zoom sur l’encart de gauche de la figure 4.29).

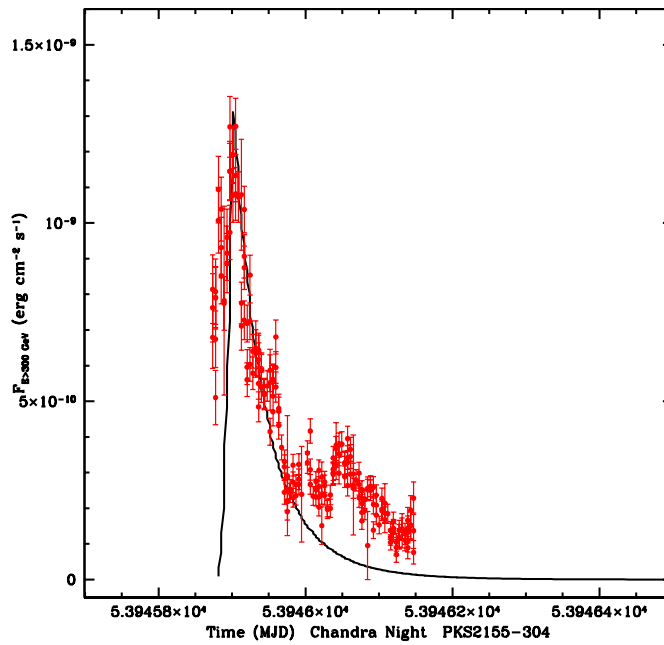


Fig. 4.31: Courbe de lumière en rayons γ THE de PKS 2155–304 pendant la nuit MJD 53946, observée par H.E.S.S. et telle que modélisée avec notre modèle SSC dynamique (zoom sur l’encart de droite de la figure 4.29).

Tab. 4.3: Paramètres du modèle SSC dynamique pour l'éruption de PKS 2155–304 de la nuit MJD 53946.

Paramètres du jet		Paramètres du blob	
Géométrie		Géométrie	
θ	0.5°		
n_j	280	n_b	14
δ	50		
L_{jet}^1	$2.0 \times 10^{14} \text{ cm}$	L_{blob}^1	$2.0 \times 10^{14} \text{ cm}$
R_{jet}^1	$6.0 \times 10^{16} \text{ cm}$	R_{blob}^1	$6.0 \times 10^{15} \text{ cm}$
V_{exp}	$0.5\% \text{ c}$		
r_{jet}	0.5		
Paramètres physiques		Paramètres physiques	
B_{jet}^1	0.01 G	$B_{\text{blob}}^1/B_{\text{jet}}^1$	3.30
m_{jet}	1.3		
$\gamma_{\text{jet}}^{\text{min}}$	1	$\gamma_{\text{blob}}^{\text{min}}$	10^3
$\gamma_{\text{jet}}^{\text{max}}$	4×10^5	$\gamma_{\text{jet}}^{\text{max}}$	7.4×10^5
K_{jet}^1	$2.3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$	$K_{\text{blob}}^1/K_{\text{jet}}^1$	4.2×10^3
n_{jet}	2.0	n_{blob}	2.45
d_{jet}	2.0		
A_{jet}^1	$4 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$		
a_{jet}	1.2		
η_{jet}	10^3	η_{blob}	2.0

serait alors similaire à la modélisation que nous avons proposée à la section 4.2.2.2 pour l'éruption de la nuit MJD 53944, mais avec un nombre de degrés de liberté bien plus important. Nous nous attachons donc ici à décrire l'évolution globale uniquement, attribuant la micro-variabilité à des inhomogénéités supplémentaires dans le jet.

Discutons brièvement les paramètres utilisés pour cette solution. Nous voyons dans le tableau 4.3 que nous avons supposé le jet étendu de forme paraboloidé ($r_{\text{jet}} < 1$). De plus, nous avons choisi un rapport $\eta_{\text{jet}} = \frac{U_B}{U_r} = 10^3$ (voir l'équation (B.16) et la section B.2 en annexe pour une description de ce paramètre) afin d'éviter toute contribution COMPTON inverse de la part du jet étendu, pour laisser le nodule “se charger” de la variabilité. Ceci est d'autant justifié que nous avons $K_{\text{blob}}^1/K_{\text{jet}}^1 \simeq 4 \times 10^3$, donnant ainsi une contribution COMPTON inverse bien plus importante de la part du nodule que du jet. De plus, les paramètres $A_{\text{jet}}^1 = 4 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ et $a_{\text{jet}} = 1.2$ montrent que nous avons supposé une injection relativement faible mais prolongée de nouvelles particules énergétiques dans le jet afin d'obtenir une émission stable sur une échelle de temps de la nuit de la part de cette composante. De plus, nous avons ici $d_{\text{jet}} > (2r_{\text{jet}} + 1)/3$, ce qui revient à ne pas supposer le nombre de particules constant par tranche dans le jet. Ceci équivaut à prendre en compte un effet d'échappement de particules de la source d'émission (voir la section B.1). Nous avons également dans ce cas $m_{\text{jet}} > 2r_{\text{jet}}$, c'est-à-dire une décroissance du champ magnétique le long du jet plus importante que dans le cas de conservation du flux magnétique dans le jet, ce qui peut s'expliquer physiquement par la présence d'un champ magnétique turbulent ou de reconnexion magnétique dans le jet. Le flux magnétique est non conservé si le matériau n'est pas infiniment conducteur, ou bien encore si les bords du jet magnétisé entraînent de la matière extérieure du milieu ambiant dans son mouvement.

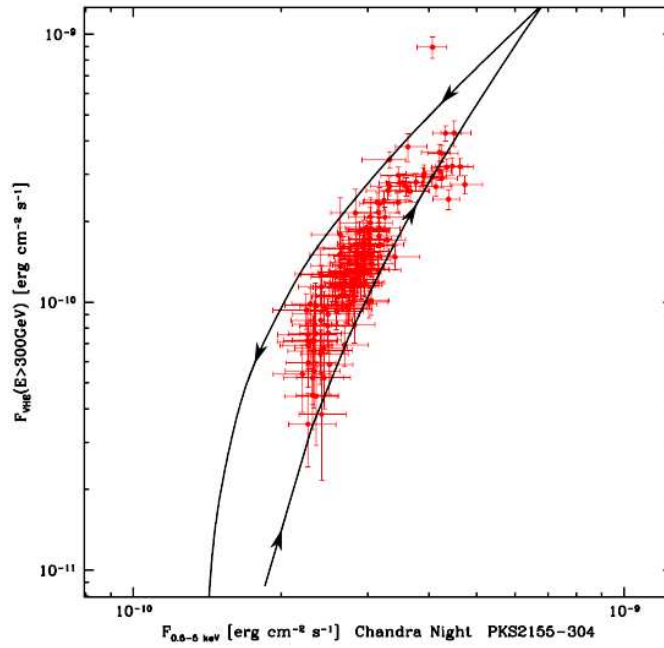


Fig. 4.32: Densité de flux γ **THE** en fonction de la densité de flux en rayons X de PKS 2155–304 pendant la nuit MJD 53946, observées avec **H.E.S.S.** et *Chandra* (points rouges) et modélisées (courbes pleines) avec notre modèle **SSC** dynamique.

Sur la figure 4.32, nous présentons la densité de flux γ **THE** intégrée au-dessus de 300 GeV en fonction de celle en rayons X obtenue avec notre modèle, comparés aux données. On remarque un effet d’hystérésis dans la modélisation, fait très intéressant qui montre que l’injection d’un côté, et l’expansion adiabatique et les pertes radiatives de l’autre, ne se comportent pas de manière symétrique dans la source. On voit également que le modèle reproduit très bien aussi la relation quasi cubique observée entre les flux **THE** et ceux en rayons X, $F_{\text{VHE}} \propto F_{\text{X}}^{\sim 3}$ et présentée en figure 4.19. Ceci constitue un véritable succès de cette modélisation, et est justement dû au fait que nous avons considéré l’émission X dominée par le jet étendu, et celle aux **THE** dominée par le nodule.

4.2.3.4 Conclusion sur les états d’extrême activité aux **THE**

Nous avons donc étudié ce très riche ensemble de données, à la fois sur l’échelle de plusieurs jours, ainsi qu’à l’échelle des variations rapides des nuits MJD 53944 et MJD 53946. Nous avons montré que les modèles **SSC** dynamiques de Chiaberge & Ghisellini (1999) et de Katarzyński et al. (2003) permettent de bien rendre compte des données, sans recours à d’autres processus, comme une éventuelle émission **EIC** ou hadronique. Cependant, nous ne pouvons pas exclure que l’émission de PKS 2155–304 soit de nature hadronique ou mixte leptonique/hadronique. Toutefois, nous avons prouvé que les variabilités rapides observées sont aisément interprétables en termes de modélisation leptonique, alors qu’il n’existe pas (encore) de code hadronique dépendant du temps qui permettrait de concurrencer notre interprétation.

Pour finir, signalons également que PKS 2155–304 n’est pas le seul objet dans lequel une émission aussi variable a été observée. Le blazar 1ES 1959+650 a ainsi montré une

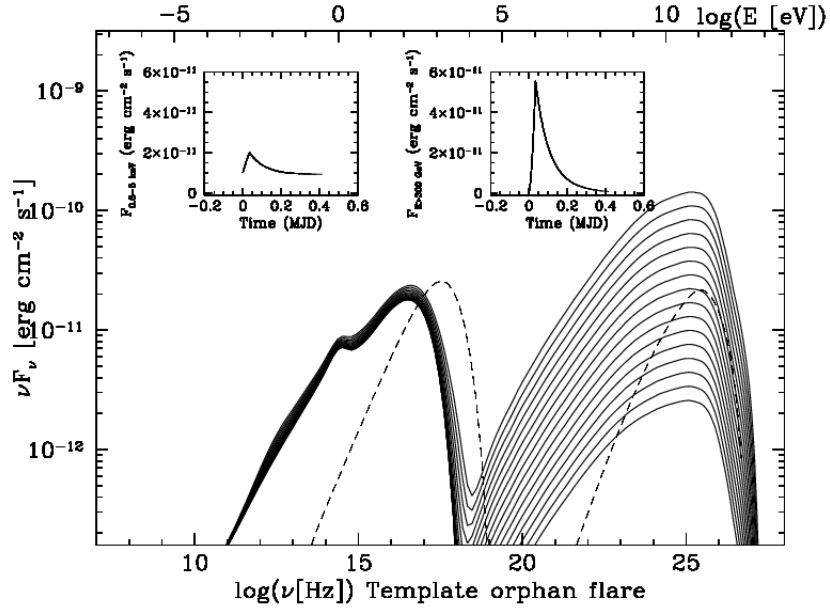


Fig. 4.33: DSE dynamique pour une solution générique d'une éruption orpheline au TeV. Les panneaux représentent les courbes de lumière en rayons X (à gauche) et aux **THE** (à droite). La durée totale de l'évènement simulé est de ~ 10 h. Pour comparaison, les courbes en pointillés montrent le modèle 2 de Aharonian et al. (2005a) sur l'état d'activité bas de PKS 2155–304 tel qu'observé en 2003.

Tab. 4.4: Paramètres du modèle SSC dynamique pour une éruption orpheline au TeV.

Paramètres du jet		Paramètres du blob	
Géométrie		Géométrie	
θ	0.5°	n_b	14
n_j	280		
δ	30		
L_{jet}^1	2.0×10^{14} cm	L_{blob}^1	2.0×10^{14} cm
R_{jet}^1	6.0×10^{16} cm	R_{blob}^1	6.0×10^{15} cm
V_{exp}	0.5% c		
r_{jet}	0.5		
Paramètres physiques		Paramètres physiques	
B_{jet}^1	0.013 G	$B_{\text{blob}}^1/B_{\text{jet}}^1$	1.01
m_{jet}	1.5		
$\gamma_{\text{jet}}^{\text{min}}$	1	$\gamma_{\text{blob}}^{\text{min}}$	10^3
$\gamma_{\text{jet}}^{\text{max}}$	4×10^5	$\gamma_{\text{jet}}^{\text{max}}$	7.4×10^5
K_{jet}^1	1.0×10^3 cm $^{-3}$	$K_{\text{blob}}^1/K_{\text{jet}}^1$	1.3×10^4
n_{jet}	2.0	n_{blob}	2.45
d_{jet}	2.0		
A_{jet}^1	4×10^{-7} s $^{-1}$		
a_{jet}	1.2		
η_{jet}	10^3	η_{blob}	2.0

éruption extrêmement intense aux **THE** en 2002, non accompagné d'éruption en rayons X, ce qui fait que la communauté appelle communément cet évènement “l'éruption orpheline au TeV de 1ES 1959+650” (voir par exemple [Krawczynski et al. 2004](#)). Comme nous l'avons déjà mentionné, une éruption hautement variable, avec un temps caractéristique de variation de ~ 2 min aussi dans ce cas, a également été observé dans le blazar Mrk 501 par la collaboration **MAGIC** ([Albert et al. 2007a](#)). Toutefois, il faut noter que, bien qu'étant tout aussi rapide, l'amplitude de variation de l'intensité aux **THE** était bien moindre dans cet objet que dans le cas de nos observations de PKS 2155–304 avec **H.E.S.S.**

Ainsi, en extrêmisant le rapport de densité entre le blob et le jet étendu dans la solution obtenue pour la seconde éruption de PKS 2155–304 avec notre modèle **SSC** dynamique, nous avons également obtenu une solution générique pour un évènement d'une durée de ~ 10 h de type éruption orpheline au TeV comme observé dans 1ES 1959+650 (voir la figure 4.33). Le tableau 4.4 présente les paramètres correspondants. On voit que cette solution est très similaire à celle obtenue pour la seconde éruption de PKS 2155–304, la seule différence consistant en un rapport $K_{\text{blob}}^1/K_{\text{jet}}^1$ plus important encore dans ce cas. On voit donc que contrairement à ce qui est affirmé dans la communauté, un modèle **SSC** à deux zones s'accommode d'un tel comportement spectro-temporel. Pour conclure, ceci illustre la flexibilité des scénarios de type **SSC** “blob dans le jet” et leur capacité à rendre compte de divers types d'éruptions, corrélés dans différentes bandes multi-longueurs d'onde, ou au contraire orphelins, juste par des considérations sur les dimensions et la densité relatives des deux zones émettrices.

4.2.4 La campagne conjointe **H.E.S.S./Fermi** de 2008

Entre le 25 Août et le 6 Septembre 2008, une campagne multi-longueurs d'onde a été menée sur PKS 2155–304, combinant des observations avec **H.E.S.S.** et *Fermi* en rayons γ , **RXTE** et *Swift* en rayons X, et ATOM en optique. Il s'agit de la première campagne conjointe **H.E.S.S./Fermi**, qui a permis de mettre clairement en évidence le pic d'émission de la composante COMPTON inverse dans la **DSE** de PKS 2155–304 ([Aharonian et al. 2009e](#)).

Ces observations ont permis de révéler un état d'activité bas, pour lequel l'émission en rayons X et aux **THE** s'avèrent proches des plus basses densités de flux enregistrées dans cet objet à ces longueurs d'onde. En revanche, le flux en optique était bien plus important par rapport aux états bas d'archive. Bien qu'étant en état bas, des variations de l'ordre de 30% sont observées dans les courbes de lumière aux différentes longueurs d'onde explorées (voir la figure 4.34). Bien entendu, ces variations ne sont toutefois pas comparables avec le comportement extrême observé en Juillet 2006, que nous avons discuté ci-dessus.

Une corrélation entre l'émission optique et les **THE** semble mise en évidence dans cette étude. Cependant, le coefficient de corrélation en question entre les flux optique et **THE** est de $0.68 \leq \rho \leq 0.95$ en tenant compte des incertitudes de ce coefficient de $\Delta\rho \approx 0.09$, selon les bandes *B*, *V* ou *R* des données de ATOM considérées. On voit que dans le cas optimiste $\rho \sim 0.95$, la corrélation est avérée. Cependant, compte tenu des incertitudes sur ρ , une valeur $\rho \sim 0.68$ reste compatible avec les données, et à ce moment-là cette corrélation n'est pas si forte que cela.

Si cette corrélation optique/**THE** est avérée, sans corrélation X/**THE** associée, une interprétation Synchrotron self-COMPTON à une zone de cette émission multi-longueurs d'onde serait mise à mal, car dans ce cadre on s'attend plus à observer des corrélations

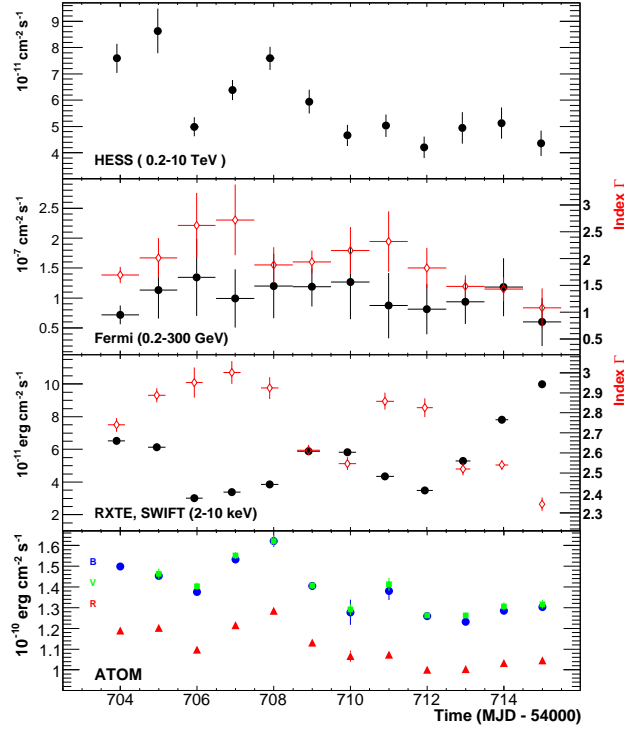


Fig. 4.34: Courbes de lumière de PKS 2155–304 obtenues avec *H.E.S.S.*, *Fermi*, *RXTE*, *Swift* et ATOM. Les panneaux *Fermi* et *Swift/RXTE* présentent également les indices de photon mesurés pour chaque nuit (en rouge). Les données de ATOM sont obtenues en bandes *B* (en bleu), *V* (en vert) et *R* (en rouge). Extrait de Aharonian et al. (2009e).

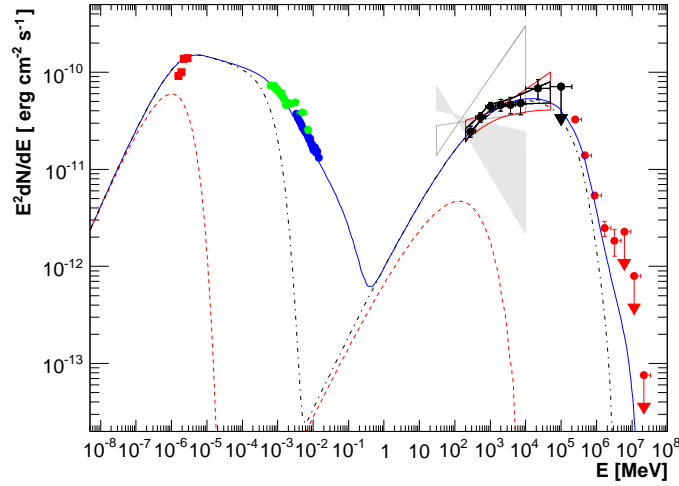


Fig. 4.35: DSE de PKS 2155–304 observée fin Août-début Septembre 2008 simultanément par *H.E.S.S.*, *Fermi*, *Swift*, *RXTE* et ATOM. La courbe pleine représente un modèle SSC à une zone. Les courbes tiretées et pointillées représentent le même modèle en supprimant les contributions des électrons au-dessus de γ_1 et γ_2 respectivement. Extrait de Aharonian et al. (2009e).

X/**THE** plutôt que optique/**THE**. Toutefois, les auteurs ont proposé un modèle **SSC** à une zone avec une **DEE** en triple loi de puissance afin de reproduire les données de cette campagne multi-longueurs d’onde, avec une première coupure γ_1 et une seconde γ_2 . L’avantage de considérer une triple loi de puissance pour la distribution de leptons est la suivante : la partie haute énergie $\gamma > \gamma_2$ de cette distribution est responsable de l’émission X mais ne joue pratiquement aucun rôle dans l’émission **THE**, car étant supprimée par effet KLEIN-NISHINA (voir la figure 4.35). La partie **THE** de la **DSE** est donc due aux électrons moyennement énergétiques ($\gamma_1 < \gamma < \gamma_2$) de la **DEE**, ceux-là même qui sont responsables de l’émission synchrotron optique. Ainsi, un tel modèle simple rend bien compte de l’absence de corrélations X/**THE** mais aussi de la présence d’une éventuelle corrélation optique/**THE**. Sur le plan physique, cela revient en quelque sorte à considérer un modèle **SSC** à deux zones avec un jet étendu et un nodule dont les distributions en énergie des électrons et positrons (**DEE**) sont différentes. Toutefois, un calcul simple de la densité de particules en utilisant les paramètres de Aharonian et al. (2009e) suggèrent une valeur d’environ 300 particules cm^{-3} pour la zone d’émission, ce qui paraît très peu dense par rapport aux valeurs usuellement obtenues, de l’ordre de 10^4 – 10^5 particules cm^{-3} , par d’autres applications des modèles **SSC** standard aux blazars. Quoi qu’il en soit, selon les auteurs mêmes de cette étude, ce modèle **SSC** à triple loi de puissance pour la **DEE** ne constitue juste qu’une solution mathématiquement viable, mais physiquement pas plus justifiée que d’autres interprétations.

En revanche, si d’autres observations révélaient une corrélation claire optique/**THE** sans corrélation X/**THE** dans PKS 2155–304, ou encore mieux dans plusieurs objets, cela mettrait définitivement à mal les modèles **SSC** à une zone. Nous avons vu qu’une telle conclusion s’imposait déjà de fait dans les données de PKS 2155–304 au vu de la corrélation $F_{\text{THE}} \propto F_X^3$ entre les flux X et **THE** de la seconde éruption du 30 Juillet 2006.

Chapitre 5

Radio galaxies et blazars non-alignés

The most exciting phrase to hear in science, the one that heralds new discoveries, is not “Eureka!” (I found it!) but “That’s funny...”

Isaac ASIMOV (1920-1992)

Sommaire

5.1	M 87	146
5.1.1	Présentation de M 87	146
5.1.2	Modèle leptonique Synchrotron self-COMPTON “blob dans le jet” appliqué à M 87	150
5.1.3	Modèle Synchrotron self-COMPTON multi-blob appliqué à M 87	152
5.1.4	La campagne conjointe H.E.S.S./MAGIC/VERITAS/VLBA	156
5.2	Prédictions du flux γ THE pour d’autres radio galaxies à jets étendus intenses en optique/rayons X	159
5.2.1	3C 273	159
5.2.2	PKS 0521-36	162
5.3	Cen A	163
5.3.1	Présentation de Cen A	163
5.3.2	Prédiction du flux γ aux THE de Cen A avec le modèle multi-blob	167
5.3.3	Observations et résultats de H.E.S.S.	171
5.3.4	Interprétation de la découverte de rayons γ THE en provenance de Cen A	174
5.3.5	Retour sur la prédiction de flux THE de Cen A	180
5.4	Perspectives sur les radio galaxies aux THE	182

Les premières sources extragalactiques à avoir été détectées aux très hautes énergies (**THE**) étaient toutes de la catégorie des blazars, pour lesquels le jet pointe dans la direction de l’observateur. La population de Noyaux Actifs de Galaxies (**NAG**) visibles aux **THE** était donc limitée.

Des efforts observationnels ont été entrepris pour tenter de détecter des photons γ **THE** de sources extragalactiques ne bénéficiant pas d’une amplification relativiste aussi importante que les blazars, comme par exemple en provenance de la galaxie à flambée d’étoiles NGC 253, les radio galaxies M 87 et Cen A (Grindlay et al. 1975; Rowell et al. 1999; Aharonian et al. 2005l; Kabuki et al. 2007), ainsi que des quasars relativement proches comme 3C 273 (Aharonian et al. 2005l, 2008m).

Ainsi, la galaxie à flambée d’étoiles NGC 253 aurait été détectée aux **THE** par CANGAROO II (Itoh et al. 2002), mais des observations ultérieures par **H.E.S.S.** n’ont pas confirmé cette détection et ont même établi une limite supérieure sur le flux **THE** de NGC 253 en contradiction avec le spectre mesuré par CANGAROO (Aharonian et al. 2005m). Des observations plus profondes avec **H.E.S.S.** ont maintenant révélé un signal significatif en provenance de NGC 253 (soumis à *Science*).

Maintenant la famille de **NAG** détectés aux **THE** s’agrandit avec de nouvelles détections de *high-frequency-peaked BL Lac* (**HBL**) (par exemple avec RGB J0710+591 Ong 2009a, en attente de publication), ainsi que la détection de blazars de type *intermediate-frequency-peaked BL Lac* (**IBL**) avec la découverte de rayonnement γ **THE** de W Comae (Acciari et al. 2008c), d’un FSRQ 3C 279 (Albert et al. 2008c), et des radio galaxies de type FRI M 87 (Aharonian et al. 2003a, 2006g; Acciari et al. 2008b; Albert et al. 2008b), Cen A (Aharonian et al. 2009d) et peut-être 3C 66B (Aliu et al. 2009).

5.1 M 87

Les sections 5.1.1, à 5.3.2 exposées ci-après présentent des applications du modèle Synchrotron self-COMPTON (**SSC**) multi-blob décrit en section 3.10 à la page 91. Ces applications font partie de la publication sur ce modèle, qui peut être trouvée en annexe à la section E.2, page 253.

De plus, les résultats préliminaires de cette étude ont été mentionnés dans l’article Aharonian et al. (2006g) publié par la collaboration **H.E.S.S.** dans *Science*, dont j’ai été co-signataire en tant que pré-doctorant à titre exceptionnel suite à ces résultats, avant d’être membre officiel de la collaboration **H.E.S.S.**

5.1.1 Présentation de M 87

M 87 est une galaxie elliptique bien connue, proche de notre Galaxie. Sa distance est de 17 Mpc ($z = 0.00436$, Smith et al. 2000). Située au cœur de l’amas de la Vierge, elle présente un jet visible à différentes longueurs d’onde, de la radio jusqu’aux rayons X, signature d’un Noyau Actif de Galaxie (**NAG**). Son jet est un des plus observés et a été étudié à toutes les échelles, grâce à sa proximité et sa forte émission synchrotron en visible. D’après sa morphologie radio, M 87 est classée comme étant une galaxie de type FRI. Wilson & Yang (2002) ont observé son jet avec *Chandra* les 29 et 30 Juillet 2000, et l’ont détecté jusqu’à une distance de $\sim 21''$ du cœur en rayons X, ce qui implique que ce jet n’est pas aligné avec notre ligne de visée (voir aussi Reynolds et al. 1996), contrairement au cas des blazars.

Aux longueurs d’onde radio, un jet impressionnant est détecté, qui s’étend sur plusieurs dizaines de kiloparsecs. Le moteur central est vraisemblablement un trou noir supermassif de masse $M_{\text{BH}} \sim 3 \times 10^9 M_{\odot}$ (Macchetto et al. 1997). La dimension caractéristique de l’engin central dans ce système est donc $r_g = GM_{\text{BH}}/c^2 \sim 4.5 \times 10^{14} \text{ cm} \sim 1.4 \times 10^{-4} \text{ pc}$. En utilisant le *HUBBLE Space Telescope* (**HST**), Biretta

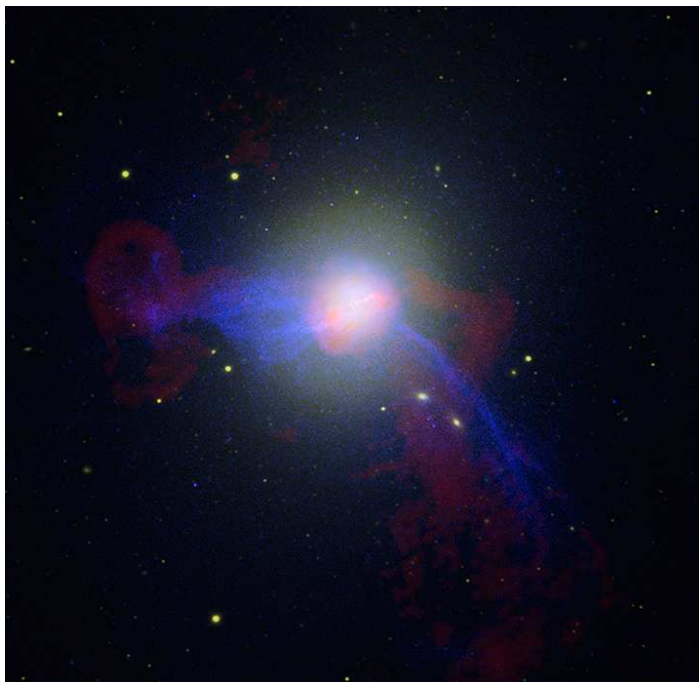


Fig. 5.1: Image de M87 vue en rayons X, en optique et en radio. Crédits : Rayons X : NASA/CXC/CfA/W. FORMAN et al. (*bleu*); Radio : NRAO/AUI/NSF/W. COTTON (*rouge*); Optique : NASA/ESA/Hubble Heritage Team (STScI/AURA), et R. GENDLER.

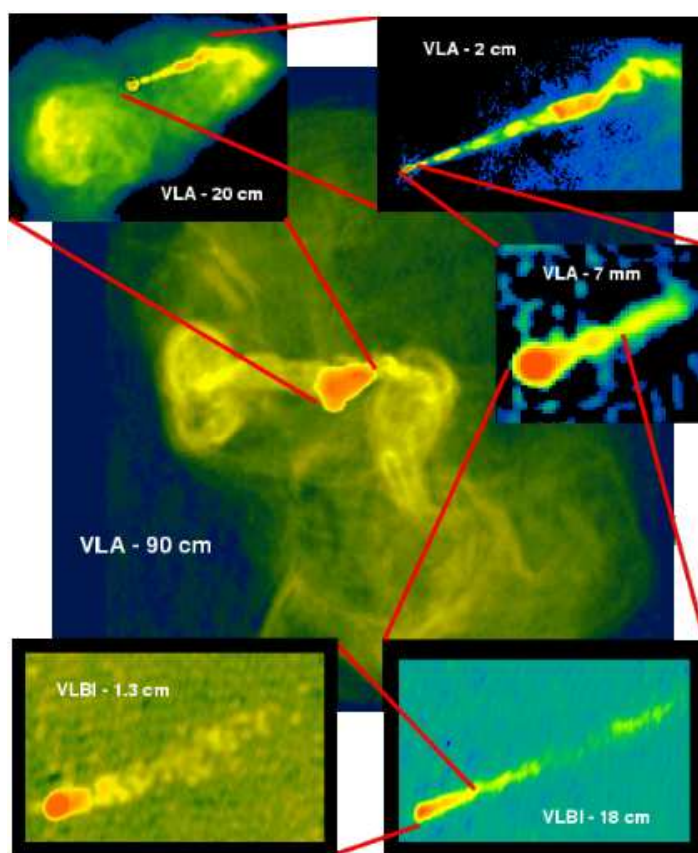


Fig. 5.2: Le complexe de M87 observé en radio, à des échelles de 0.2 à 200000 années-lumière. Crédits : F. N. OWEN et al., VLA, NRAO, AUI.

et al. (1999) ont observé des mouvements apparents à des vitesses superluminiques d'environ $4c$ – $6c$ pour les nœuds internes du jet, entre 1994 et 1998, confirmant ainsi la nature relativiste du mouvement d'ensemble du jet. Ces observations leur ont permis de conclure que le jet est orienté avec un angle de 19° par rapport à notre ligne de visée.

Sa proximité, la présence d'un trou noir supermassif et d'un jet multi-longueurs d'onde ont fait de M 87 un candidat intéressant d'émetteur au TeV. Le système de télescopes ČERENKOV High Energy Gamma-Ray Astronomy (HEGRA) a observé M 87 en 1998 et 1999, obtenant une exposition de 77 h après sélection des événements (Aharonian et al. 2003a; Beilicke et al. 2004). Un signal d'un niveau de confiance de 4.1σ a été enregistré, conduisant à un flux mesuré au-dessus de 730 GeV de 3.3% celui de la nébuleuse du Crabe. Le Bohec et al. (2004) ont utilisé Whipple entre 2000 et 2001 et ont posé une limite supérieure sur le flux THE en provenance de M 87. Ces observations ont eu lieu simultanément à la détection d'éruptions en rayons X par le satellite ROSSI *X-ray Timing Explorer* (RXTE).

Récemment, la collaboration H.E.S.S. a observé M 87, combinant des observations prises entre 2003 et 2006 (Aharonian et al. 2006g). Au total, 89 h de données¹ ont été nécessaires pour détecter M 87, cette fois à un niveau de confiance de 13σ , confirmant la détection par HEGRA. H.E.S.S. a découvert que l'émission THE présentait une importante variabilité dont le temps caractéristique est de 2 jours, ce qui est 10 fois plus rapide que toute variabilité détectée précédemment dans cet objet, toute longueur d'onde confondue. Cette variabilité rapide prouve que la région responsable de l'émission est très compacte, avec une dimension de l'ordre de quelques rayons de SCHWARZSCHILD. Ces observations, confirmant la détection par HEGRA (Beilicke et al. 2005), sont particulièrement intéressantes puisque M 87 devient alors le premier objet extragalactique ne faisant pas partie des BL Lac à avoir été détectés au TeV. La classe des galaxies radio-bruyantes comporte des NAG avec des jets, comme les blazars, mais l'émission du jet est alors moins amplifiée que dans le cas des blazars, car l'angle d'orientation entre l'axe du jet et la ligne de visée y est plus important. La détection même de rayonnement THE en provenance de M 87 représente donc en soi un défi pour les modèles standard d'émission des jets dans les blazars.

Nous allons présenter une application de notre modèle SSC multi-blob (voir la section 3.10 à la page 91) pour expliquer l'émission THE de M 87. Les modèles SSC classiques (par exemple Gould 1979; Inoue & Takahara 1996; Bloom & Marscher 1996; Chiaberge & Ghisellini 1999; Katarzyński et al. 2001) sont généralement appliqués au cas des blazars, et ne peuvent pas rendre compte des observations de radio galaxies comme M 87. Notre but dans cette étude était de généraliser un tel modèle de blazar au cas d'objets dont le jet n'est pas aligné avec nous et de réconcilier les sources amplifiées et non-amplifiées dans un même cadre théorique. De tels scénarios d'unification des NAG ont déjà été proposés en considérant des effets géométriques d'orientation (par exemple Antonucci 1993; Urry & Padovani 1995), ou encore en considérant les puissances radio et X parmi les BL Lac, les *flat spectrum radio quasars* (FSRQ) et les FR I (par exemple Fossati et al. 1998; Ghisellini et al. 1998; Capetti et al. 2000).

Notre intention est de modéliser le spectre multi-longueurs d'onde de M 87 dans le cadre d'un scénario SSC quasi-homogène, qui a été précédemment appliqué avec succès à l'émission en bande large de blazars, comme Mrk 501 et Mrk 421. Le modèle que nous allons utiliser pour interpréter les données de M 87 est le modèle SSC multi-blob, décrit

¹exposition effective corrigée des temps morts.

précédemment à la section 3.10.

Un modèle de jet conique étendu inhomogène est aussi utilisé pour expliquer l'émission synchrotron des longueurs d'onde radio jusqu'à l'ultraviolet (pour plus de détails, voir la section 2.2 dans Katarzyński et al. 2001). L'absorption par le fond extragalactique infrarouge sur les photons THE est aussi prise en compte et est modélisée dans notre code en utilisant les estimations fournies par Stecker et al. (2006). M87 étant une source proche, cet effet est négligeable. Dans cette étude, nous avons supposé une cosmologie de type EINSTEIN-DE SITTER avec les paramètres $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ et $\Omega_m = 0.3$.

Nous rappelons ici que le modèle SSC simple **sblob** pour les blazars comporte 8 paramètres libres. La macrophysique est décrite à travers la donnée de la valeur du champ magnétique B , le rayon du blob r_b ainsi que le facteur DOPPLER du blob $\delta_b = [\Gamma_b(1 - \beta_b \cos \theta)]^{-1}$, où $\beta_b = v_b/c$ représente la vitesse du blob normalisée par rapport à la vitesse de la lumière, $\Gamma_b = (1 - \beta_b^2)^{-1/2}$ est le facteur de Lorentz du mouvement d'ensemble du blob, et θ est l'angle entre l'axe du jet et la ligne de visée. Les processus radiatifs sont paramétrés par la description de la population des particules émissives, avec la donnée des paramètres K_1 , γ_b , γ_{\min} , γ_c , n_1 et n_2 de l'équation (3.48). La valeur de γ_{\min} n'est pas cruciale dans cette étude pour interpréter la distribution spectrale en énergie, ni la valeur de γ_c , bien que cette dernière devient pertinente dans le cas où le spectre en rayons X présente une pente dure avec un indice spectral différentiel $\alpha < 1$ (en adoptant la notation commune $f_\nu \propto \nu^{-\alpha}$). Tous ces paramètres peuvent être contraints lorsque des données spectrales sont disponibles sur une large bande de fréquences.

Dans le cas présent, la couverture spectrale du noyau de M87, dans un aspect multi-longueurs d'onde, est encore clairsemée, et il faut donc trouver d'autres critères pour contraindre ces paramètres. L'argument de causalité de l'équation (3.49) fournit une contrainte additionnelle et implique $r_b/\delta_b \lesssim 5 \times 10^{15} \text{ cm}$ dans le cas de M87 pour une variation de flux sur une échelle de 2 jours, comme observée dans les données aux THE prises avec H.E.S.S.

Le cas de M87 est particulièrement intéressant puisque son jet est exceptionnellement bien cartographié en technique radio Very Long Baseline Interferometry (VLBI). Biretta et al. (2002) ont observé le cœur radio de M87 en VLBI en Février 1995 et Mars 1999, et montrent que l'angle d'ouverture du jet augmente rapidement en s'approchant de la région centrale, à l'échelle de 0.01 pc ($\sim 70 r_g$). Cet évasement à la base des jets est attendu dans les modèles théoriques, comme dans les modèles MagnétoHydroDynamique (MHD) décrivant le lancement de jets (voir par exemple McKinney 2005a,b, 2006). Cette observation de Biretta et al. (2002) constitue la première preuve observationnelle de cet évasement dans un objet extragalactique. La seconde observation de ce phénomène a été effectuée dans Cen A par Horiuchi et al. (2006) à l'échelle de 0.1 pc ($\sim 19000 r_g$) en utilisant le "VLBI Space Observatory Program" (VSOP). De plus, la variabilité rapide aux THE détectée par H.E.S.S. semble exclure les régions étendues externes de M87 comme source de l'émission THE correspondante. Il semble donc assez naturel de supposer que l'émission γ THE provienne de cette région évasée du jet à sa base.

On peut donc imaginer que des grumeaux de plasma, hébergeant des leptons relativistes et se propageant dans cette région évasée centrale, soient entraînés par le mouvement d'ensemble du jet. Dans le cas d'objets à jet non-aligné comme M87, ceci peut facilement résulter en un grumeau se déplaçant dans une direction proche de la ligne de visée, et bénéficiant donc d'un fort effet d'amplification DOPPLER relativiste

comme dans le cas des blazars. Ceci permet alors d’appréhender l’émission γ **THE** de ce système dans un même contexte théorique que les blazars, en utilisant des modèles **SSC** classiques. Cependant, le cas où un seul grumeau présent dans le jet et aligné avec la ligne de visée est statistiquement très improbable.

Pour construire la distribution spectrale en énergie (**DSE**) du jet interne de M 87, nous avons précautionneusement sélectionné les données dans la littérature. Nous avons utilisé sur les figures suivantes les spectres γ **THE** de 2004 et 2005 obtenus par **H.E.S.S.** (**Aharonian et al. 2006g**), représentant respectivement un état d’activité bas et haut. La limite supérieure à 400 GeV mesurée avec Whipple entre 2000 et 2003 est tirée de **Le Bohec et al. (2004)**. La mesure avec HEGRA à 730 GeV obtenue en 1998 et 1999 provient de **Beilicke et al. (2004)**.

Les données *Chandra* du noyau de M 87 obtenues le 20 Avril et le 30 Juillet 2000 proviennent de **Perlman & Wilson (2005)**. Ces auteurs ont conclu que l’émission nucléaire en rayons X provient du jet et en extrayant un spectre dans une zone de 1'' autour du noyau, ils ont pu exclure le nœud *HST*-1 comme source de cette émission. **Böhringer et al. (2001)** ont fourni des résultats avec *XMM-Newton*. Ils obtinrent une pente spectrale similaire, mais avec une densité de flux supérieure à celle de **Perlman & Wilson (2005)**, ce qui peut être dû au fait qu’ils incluent le nœud *HST*-1 dans leur région d’extraction de 4''. **Perlman et al. (2001)** rapportent des mesures à 10 μ m obtenues en Mai 2001 avec le télescope Gemini North. Des observations avec le **HST** en bandes optique et UV datant de 1991 sont fournies par **Sparks et al. (1996)**. Nous avons également utilisé les résultats de **Biretta et al. (1991)** sur le noyau de M 87 avec le VLA en bande radio et avec l’observatoire du mont Palomar en bandes optiques, obtenus entre 1979 et 1985.

Nous avons aussi utilisé les limites supérieures de **CGRO/EGRET** obtenues entre 1991 et 1993 (**Sreekumar et al. 1994**), et de *EUVE* en UV (**Berghöfer et al. 2000**). Toutes les autres données sont prises de la base de données **NED**².

Bien que toutes ces données ne soient pas simultanées, les données de *Chandra* de 2000 et celles de **H.E.S.S.** en rayons γ **THE** de 2004 correspondent à des états d’activité les plus bas disponibles dans leur propre domaine en énergie. Nous les associons donc dans la suite, en supposant qu’elles correspondent véritablement à un état bas d’activité typique. En effet, en ce qui concerne les données X, pour lesquelles plusieurs observations sont disponibles, les observations *Chandra* de 2000 correspondent à l’état le plus bas observé récemment publié (**Perlman et al. 2003**). Pour nos modèles, nous avons choisi de prendre en compte la pente spectrale moyenne des données *Chandra*. Les données de la radio à l’optique/UV ne sont pas non plus simultanées avec les données γ **THE**, mais ceci ne pose pas de problème particulier puisque cette contribution est généralement associée au jet étendu, ayant des caractéristiques différentes de la zone d’émission **THE** et des variations plus lentes.

5.1.2 Modèle leptonique Synchrotron self-Compton “blob dans le jet” appliqué à M 87

Dans le cas de M 87, l’angle d’orientation θ entre l’axe du jet et la ligne de visée est tout au plus de 19°, contraint par des observations de vitesses superluminiques dans le jet (**Biretta et al. 1999**). Nous avons d’abord tenté de décrire les données multi-longueurs d’onde en utilisant simplement le code **sblob** “blob dans le jet”, de

²NASA/IPAC Extragalactic Database : <http://nedwww.ipac.caltech.edu/>.

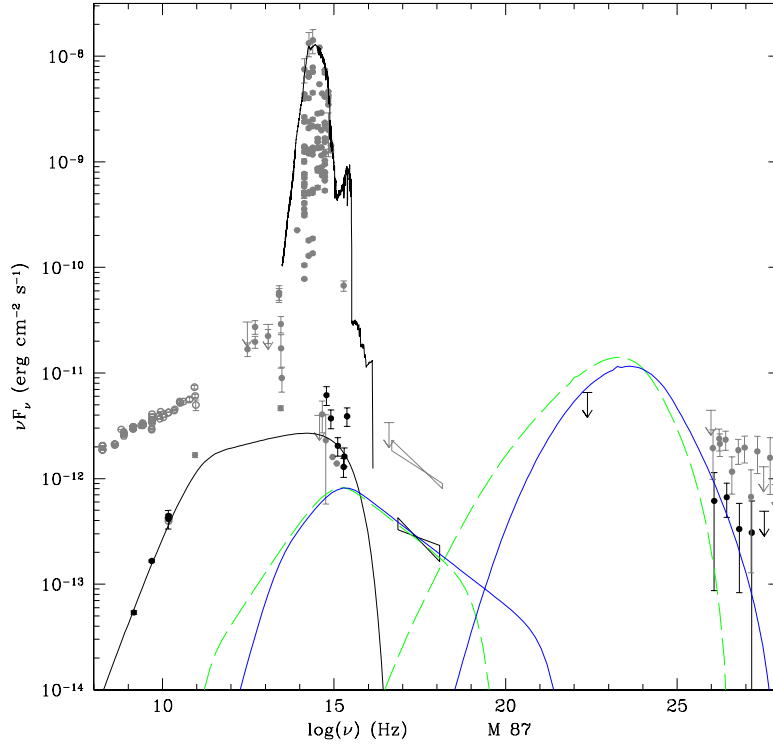


Fig. 5.3: Tentative de modélisation de la DSE de M87 avec un scénario “blob dans le jet” standard, avec $\delta_b = 3.07$ représenté en lignes vertes pointillées. Les courbes pleines bleues montrent un second scénario pour la DSE de M87, telle que produit par un blob seul se propageant selon la ligne de visée dans la zone de formation du jet, avec $\delta_b = 8$. Ce second scénario peut reproduire les données. Les points de données contraignant fortement nos modèles sont représentés en noir, les autres points moins contraignants sont en gris. La courbe noire dans la bande optique montre la contribution de la galaxie elliptique hôte. Les données radio représentées en cercles gris ouverts, obtenues à partir du NED et dont la densité de flux est $\sim 10^{-12}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$, proviennent du jet étendu à l’échelle du kiloparsec et des lobes radio externes. La courbe noire s’étendant de la radio aux UV/X représente un modèle synchrotron pour le jet étendu interne, reproduisant les données radio de densité de flux $\sim 10^{-13}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ représentées en points noirs. La composante piquant à $\sim 10^{15}$ Hz est due à l’émission synchrotron du blob, et la composante piquant à $\sim 10^{23}$ Hz est due à son émission COMPTON inverse.

manière similaire aux blazars. Ce scénario n’est pas adéquat pour modéliser la zone d’émission THE, car dans ce cas il requerrait un facteur DOPPLER bien trop important. Nous présentons ce scénario sur la figure 5.3, en courbes vertes pointillées, qui montre la meilleure solution obtenue pour la DSE de M87 avec $\delta_b = 3.07$ et en supposant $\theta = 19^\circ$ (voir les paramètres correspondant à la colonne 2 du tableau 5.1). On voit bien que ce scénario ne reproduit pas correctement les données. Augmenter le facteur DOPPLER δ_b n’est pas possible ici, à cause de la valeur importante de θ . La pente spectrale en rayons X contraint fortement la valeur du second indice n_2 de la distribution en énergie des électrons et positrons (DEE), ce qui réduit significativement l’espace des paramètres.

La contribution stellaire de la galaxie hôte à la DSE est aussi prise en compte, étant donnée une masse de la galaxie hôte de $\sim 2 \times 10^{12} M_\odot$. Son spectre est calculé en utilisant les résultats du code PEGASE (Fioc & Rocca-Volmerange 1997). On voit

bien que cette contribution devient dominante en bande optique dans le cas de M 87 (voir la figure 5.3), pour laquelle la galaxie est clairement visible et le jet est incliné par rapport à la ligne de visée. Dans ce cas-là, les mesures optiques censées tracer le rayonnement synchrotron sont forcément contaminées par la galaxie hôte et il faut donc rester prudent quant à l’interprétation de ces données optiques.

Le modèle “blob dans le jet” n’étant pas satisfaisant pour M 87, nous avons adapté ce modèle en prenant maintenant en compte un blob seul se propageant de manière aligné avec la ligne de visée, et non plus avec l’axe du jet. Ce blob est donc supposé se trouver dans la zone évasée à la base du jet. Sur la figure 5.3, nous présentons également un résultat pour la DSE émise pour un tel scénario, avec cette fois $\delta_b = 8$ (voir les paramètres correspondant à la colonne 3 du tableau 5.1). θ est maintenant redéfini comme étant l’angle entre la ligne de visée et le vecteur vitesse du blob. Clairement, ce modèle reproduit bien mieux les données. Cependant, ce scénario n’est toujours pas satisfaisant car il repose sur l’hypothèse *ad hoc* d’un blob unique quasiment aligné avec l’observateur. De plus, même dans ce scénario, il est difficile de “garder” la composante COMPTON inverse générée en-deçà de la limite supérieure de EGRET, bien que nous supposions un état d’activité bas pour modéliser la DSE.

5.1.3 Modèle Synchrotron self-Compton multi-blob appliqué à M 87

Une DSE de M 87 générée dans le cadre du modèle SSC multi-blob est présentée sur la figure 5.4, avec des paramètres très similaires à ceux obtenus pour le cas “blob dans le jet” de la figure 5.3 (voir les paramètres correspondant à la colonne 4 du tableau 5.1). Puisque le modèle multi-blob est une généralisation du modèle “blob dans le jet”, la similarité des DSE est attendue, et confirme la validité de notre modèle multi-blob. Dans ce cas, la valeur de la taille des blobs r_b est assez petite pour que tous les blobs se propagent dans une direction proche de la ligne de visée. Ainsi, les cas “on-blob” et “inter-blob” apportent quasiment la même contribution à la DSE, et paraissent superposés sur la figure 5.4.

La petite taille individuelle des blobs donne dans ce cas une zone d’émission THE plus petite que le rayon de SCHWARZSCHILD. Il est utile de noter ici que des inhomogénéités plus petite que ce rayon, pouvant donc être responsables de l’émission THE, peuvent tout à fait se développer dans le jet juste au-delà de la surface d’Alfvén, à cause de turbulence ou de reconfinements de chocs dans cette zone. Il n’est donc pas choquant *a priori* de considérer des blobs de taille $r_b < r_g$.

Pourtant, il est couramment d’usage de penser que la zone d’émission THE ne peut pas être bien plus petite que le rayon de SCHWARZSCHILD, qui correspond à une échelle caractéristique naturelle pour les processus se développant dans le voisinage du trou noir supermassif central. De plus, la zone d’émission doit tout de même être suffisamment grande pour permettre à l’accélération de particules de se développer. Des blobs très petits devraient se diluer très rapidement, en ~ 10 minutes à cause de leur expansion adiabatique dans le jet, qui doit être particulièrement prononcée dans la zone évasée du jet.

Toutefois, une émission constante et stable est possible, même pour des blobs petits. En effet, la zone d’émission peut être localisée sur un front de choc stationnaire, stable, en-deçà de la surface d’Alfvén. Cette zone initie l’accélération, et donc le rayonnement, de particules d’un grand nombre de blobs traversant ce front de choc de manière

Tab. 5.1: Paramètres utilisés pour M 87.

Modèle	“Blob dans le jet”	Blob unique dans la zone évasée	Multi-blob		
Figure	5.3 (<i>vert</i>)	5.3 (<i>bleu</i>)	5.4	5.5 (<i>bleu</i>)	5.5 (<i>vert</i>)
δ_b	3.07	8	—	—	—
Γ_b	—	—	4.1	10.0	10.0
θ	19°	1°	15°	15°	15°
$R_{\text{cap}} (r_g)$	—	—	100.0	100.0	100.0
B (G)	1.0	0.5	0.5	0.01	0.01
r_b (cm)	1.2×10^{14}	4.0×10^{13}	1.5×10^{13}	2.8×10^{14}	8.0×10^{13}
K_1 (cm ⁻³)	1.5×10^7	3.5×10^7	7.7×10^7	1.8×10^4	2.2×10^4
n_1	2.0	2.0	2.0	1.5	1.5
n_2	3.5	3.5	3.5	3.5	2.5
γ_{min}	10 ²	10 ³	10 ³	10 ³	10 ³
γ_b	10 ⁴	10 ⁴	10 ⁴	10 ⁴	10 ⁴
γ_c	10 ⁶	10 ⁷	10 ⁷	10 ⁷	10 ⁷

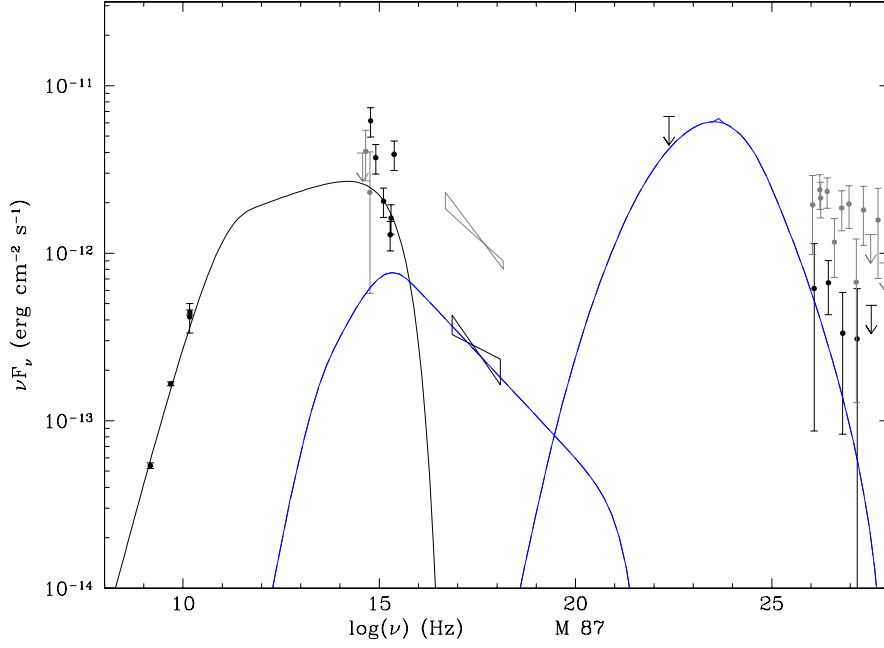


Fig. 5.4: DSE de M87 dans le cadre du scénario multi-blob, avec des blobs très petits ($r_b = 1.5 \times 10^{13}$ cm). Les deux cas extrêmes “on-blob” et “inter-blob” sont identiques ici, à cause de la petite taille des blobs.

continue. Ce mécanisme peut donc fournir un fond stable d’émission **THE** non nulle. Des fluctuations de densité dans l’injection de matériel pourrait générer des éruptions comme celles observées aux **THE**. En fait, le seul problème avec des blobs petits réside dans le fait que le pavage de la zone évasée du jet n’est alors pas complet, à cause de la discrétisation et du nombre de blobs pris en compte dans notre code numérique.

Afin d’être plus conservatif, et de répondre à la contrainte $r_b \gtrsim r_g$, nous avons analysé une autre possibilité avec un champ magnétique plus faible. Nous présentons ce cas sur la figure 5.5 en courbes bleues (voir les paramètres correspondant à la colonne 5 du tableau 5.1). Dans ce cas, les résultats prédictifs des modèles MagnétoHydroDynamique (**MHD**) sur un champ magnétique fort au voisinage de l’engin central ne sont plus tout à fait satisfaits. Cependant, une baisse locale du champ magnétique est concevable dans le cas d’une zone d’émission en expansion. Cette solution paraît préférable au cas précédent par des arguments conservateurs sur la taille de la zone d’émission.

Nous avons trouvé également une solution satisfaisante pour décrire l’état haut d’activité observé avec **H.E.S.S.** en 2005, toujours dans le cadre du modèle multi-blob, qui est aussi représentée sur la figure 5.5 en courbes vertes (voir les paramètres correspondant à la colonne 6 du tableau 5.1). De manière intéressante, nous prédisons *a posteriori* qu’un changement radical de pente spectrale a dû se produire dans le régime des rayons X, si notre modèle est correct. Malheureusement, aucune donnée simultanée ne vient confirmer ou infirmer ce fait. Clairement, les paramètres en jeu pour cette solution sont mal contraints à cause du manque de données simultanées, spécialement en rayons X.

Cependant, cette solution illustre la capacité de notre modèle **SSC** multi-blobs à générer des spectres suffisamment durs dans le régime **THE** pour reproduire les données **H.E.S.S.** de 2005. Une légère modification géométrique du modèle **SSC** standard des

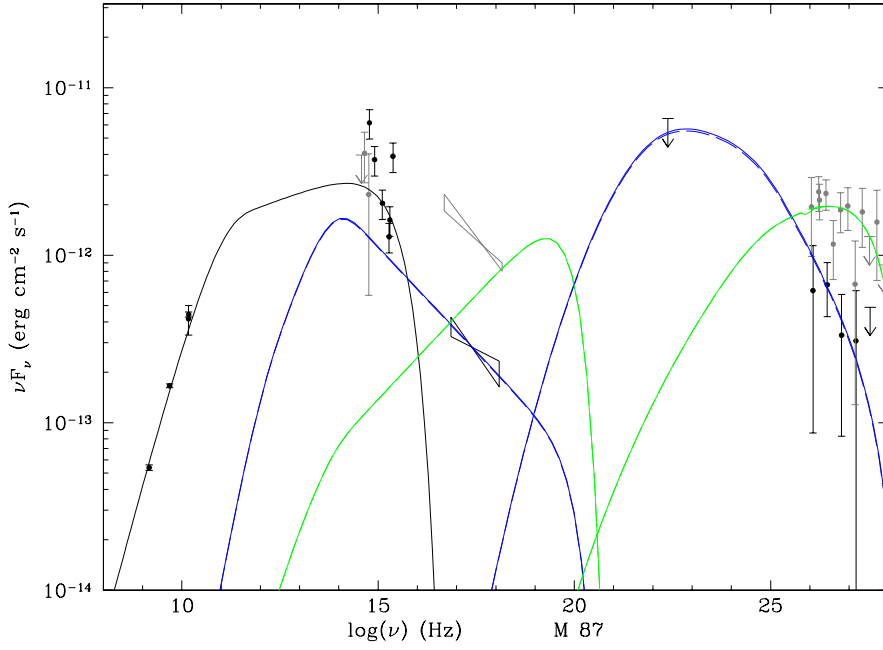


Fig. 5.5: DSE de M87 obtenue avec le modèle SSC multi-blob, en supposant un faible champ magnétique de $B = 10$ mG en lignes bleues. Les courbes pleines représentent le cas “on-blob” et les courbes pointillées le cas “inter-blob”. Les courbes vertes montrent une solution pour l’état haut observé en 2005, avec les mêmes paramètres que ceux pour les données de 2004, à l’exception de $r_b = 8.0 \times 10^{13}$ cm, $K_1 = 2.2 \times 10^4$ cm $^{-3}$ et $n_2 = 2.5$.

blazars semble donc suffisante pour reproduire avec succès toutes les données H.E.S.S. sur M87.

De manière générale, deux temps caractéristiques de variabilité apparaissent dans notre modèle multi-blob. Un temps caractéristique court est relié à la taille des blobs, lié aux arguments de causalité de l’équation (3.49). Un temps caractéristique plus long apparaît dans le cas de jets en rotation avec un champ magnétique hélicoïdal. Ceci induirait une rotation de la calotte à la base du jet, et le délai entre les émissions des cas “on-blob” et “inter-blob” pourrait engendrer une variabilité à long terme en rayons γ . À partir des modèles MHD, par exemple dans le cas de M87, nous évaluons un temps caractéristique de rotation du champ magnétique de l’ordre d’une année dans le référentiel de l’observateur. Cette modulation pourrait expliquer la variation de l’émission THE observée entre les états d’activité basse et haute de 2004 et 2005. Ceci impliquerait l’existence d’une périodicité de l’émission aux THE dans les NAG, mais sur des échelles temporelles encore peu explorées.

Cette confirmation par H.E.S.S. de la première radio galaxie émettrice aux THE et la découverte de sa variabilité soulèvent la question de l’origine de son rayonnement non-thermique jusqu’à ces hautes énergies, et du mécanisme sous-jacent responsable de la présence de particules hautement énergétiques en son sein. Nous avons vu que le modèle multi-blob est capable de reproduire correctement les observations, et permet d’étendre les modèles leptoniques initialement développés pour les blazars au TeV à d’autres types de NAG. Entre autres modèles possibles, on peut aussi citer les modèles de Neronov & Aharonian (2007), Rieger & Aharonian (2008) et Istomin & Sol (2009) qui interprètent l’émission THE de M87 en terme d’accélération et d’émission de particules

directement dans la magnétosphère du trou noir central, de manière assez similaire au modèle standard pour les pulsars. On peut aussi citer les travaux de [Tavecchio & Ghisellini \(2008\)](#), qui modélise également l'émission de M 87 avec leur modèle *spine & sheath* qui est assez similaire à notre modèle SSC multi-blob. [Stawarz et al. \(2006a\)](#), quant à eux, interprètent l'émission THE comme provenant du nœud HST-1. Les modèles hadroniques ne sont pas non plus à exclure, puisque des processus efficaces d'accélération de particules peuvent se produire au voisinage du trou noir central. Ainsi, [Reimer et al. \(2004a\)](#) ont aussi fourni une interprétation de l'émission THE de M 87 dans le cadre de leur modèle *synchrotron-proton blazar*.

Plus d'observations sont nécessaires pour contraindre plus avant les modèles d'émission, et spécialement pour pouvoir distinguer les solutions leptoniques et hadroniques. Le satellite *Fermi* nouvellement en opération, et H.E.S.S. II vont certainement être d'une grande aide dans cette tâche, en explorant le domaine sub-TeV qui est décisif pour contraindre la forme du pic COMPTON inverse dans la DSE. De plus, des campagnes d'observations multi-longueurs d'onde simultanées sur M 87 sont aussi requises, spécialement au vu de la variabilité de l'émission THE aux courtes échelles temporelles.

5.1.4 La campagne conjointe H.E.S.S./MAGIC/VERITAS/VLBA

Au début de l'année 2008, les collaborations H.E.S.S., Major Atmospheric Gamma-Ray Imaging ČERENKOV (MAGIC) et Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System (VERITAS) ont mis en commun leurs instruments ČERENKOV pour mener une campagne conjointe d'observations de M 87, également en collaboration avec l'équipe Very Long Baseline Array (VLBA) en radio. Le satellite *Chandra* a également pointé trois fois la radio galaxie début 2008. La courbe de lumière combinée résultant de ces observations est présentée sur la figure 5.6. Cette campagne d'observation a donné lieu à une publication dans la prestigieuse revue *Science* le 2 Juillet 2009 ([Acciari et al. 2009a](#)).

Notre collègue Matthias BEILICKE de la collaboration VERITAS, et ancien membre de la collaboration H.E.S.S., nous a contacté pour nous proposer de participer activement à cet article, en sa qualité d'auteur correspondant pour la collaboration VERITAS. Matthias nous a suggéré de donner une interprétation qualitative de ces résultats dans le cadre de notre modèle SSC multi-blob.

La courbe de lumière combinée de la figure 5.6 met en évidence un lien étroit entre l'augmentation d'activité en ondes radio et les phases éruptives rapides aux THE, mettant en exergue encore une fois l'importance d'observations multi-longueurs d'onde. Ces données suggèrent en effet que les éruptions intenses observées aux THE soient accompagnées d'un accroissement du niveau d'émission du noyau en ondes radio. [Katarzyński et al. \(2003\)](#) et [Charlot et al. \(2006\)](#) avaient déjà observé un lien entre les émissions radio et THE dans Mrk 421. C'est également ce qui semble ressortir des données de PKS 2155–304 de Juillet 2006 présentées au chapitre 4. Ce résultat sur M 87 semble donc confirmer l'existence d'une corrélation des émissions radio/THE dans un NAG, bien que ces observations d'une hausse d'activité en radio et d'éruptions au TeV ne permettent pas encore un calcul détaillé de corrélation aisé. De plus, cette figure montre également que l'activité de l'émission aux THE semble être accompagnée

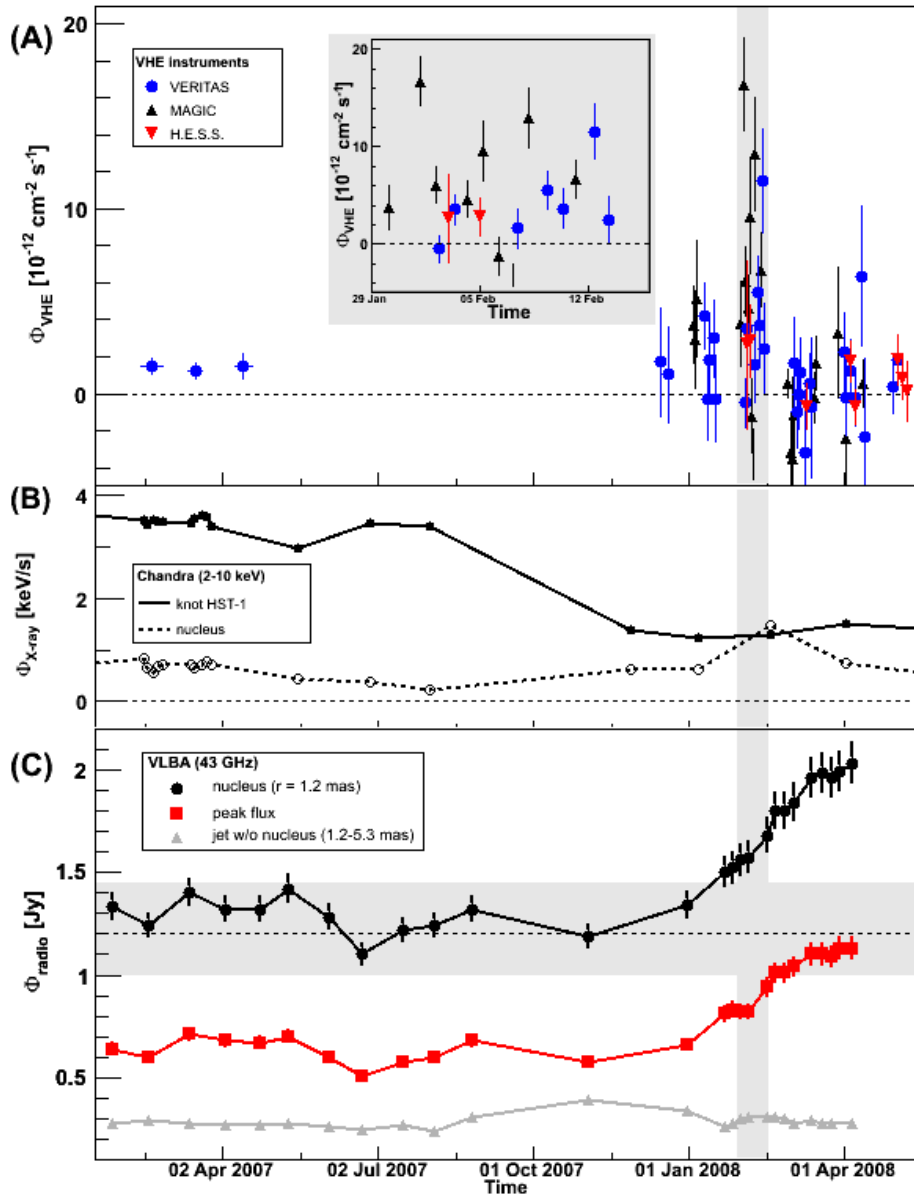


Fig. 5.6: Courbes de lumière combinées de M87 pour la période 2007–2008. Panneau A : Flux γ THE intégrés au-dessus de 350 GeV, moyennés par nuit, obtenus avec H.E.S.S., VERITAS et MAGIC entre Janvier et Mai 2008. Les données moyennées par mois en 2007 ont été obtenues avec VERITAS (Acciari et al. 2008b). Le panneau inséré montre une vue rapprochée de l'activité de Février 2008, dont la durée est représentée par une boîte verticale grise dans tous les panneaux. Panneau B : Données de *Chandra* entre 2 et 10 keV du noyau et du nœud HST-1 (Harris et al. 2009). Panneau C : Densités de flux à 43 GHz obtenues avec le VLBA pour le noyau, le flux nominal (élément de résolution VLBA) et le flux intégré le long du jet entre 1.2 et 5.3 mas du noyau. Extrait de Acciari et al. (2009a).

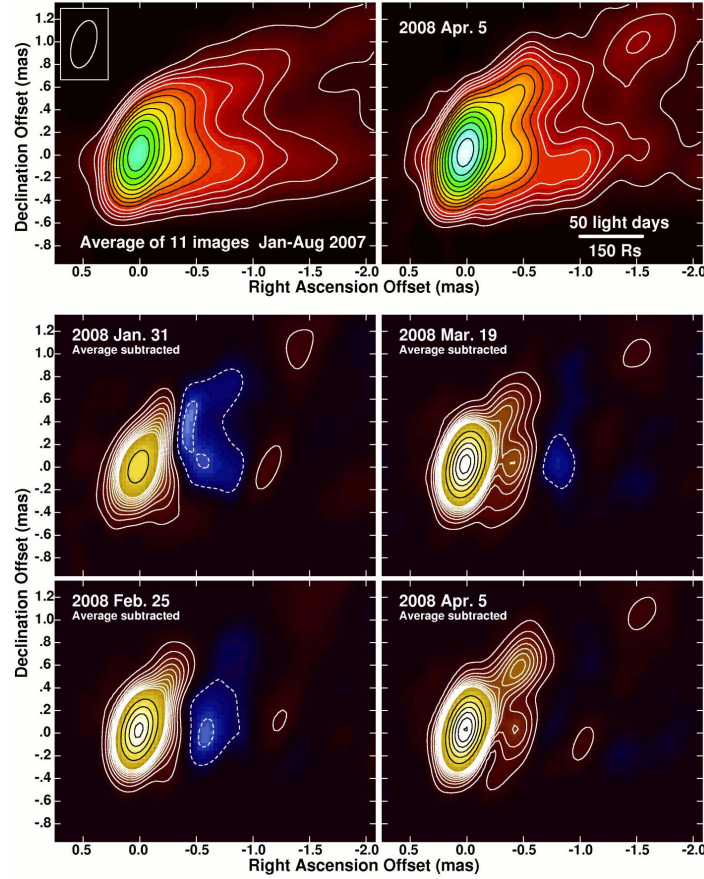


Fig. 5.7: Images VLBA de M 87 à 43 GHz. Le panneau en haut à gauche montre la moyenne de 11 images obtenues entre Janvier et Août 2007, bien avant l'intense activité THE et radio. Le panneau en haut à droite montre une observations du 5 Avril 2008 avec le même code couleur que l'image précédente. Les 4 panneaux du bas montrent des observations obtenues à différentes époques pendant l'activité radio, auxquelles on a soustrait la mesure moyenne de l'image du panneau en haut à gauche. Extrait de Acciari et al. (2009a).

d'une hausse d'activité du noyau lui-même dans les observations en rayons X menées par *Chandra*.

En 2006, lors de la découverte de variabilité rapide aux THE par (Aharonian et al. 2006g), les courbes de lumière en rayons X du noyau et du nœud HST-1 suggéraient que ce nœud soit un meilleur candidat que le noyau comme zone d'émission aux THE, car l'éruption de 2006 aux THE semblait être précédée d'une augmentation du niveau d'émission du nœud HST-1 en rayons X. La variabilité rapide observée posait toutefois problème dans ce scénario. Depuis cette activité, l'intensité de la structure HST-1 n'a cessé de diminuer en rayons X, alors que des observations récentes de M87 effectuées par MAGIC et VERITAS ont montré une certaine activité aux THE. Il apparaît donc maintenant que le noyau serait la source la plus probable de l'émission aux THE. Ceci conforte notre interprétation dans le cadre du modèle multi-blob, dans lequel, rappelons-le, la zone d'émission de rayons X et de photons γ se situe à la base du jet, à quelques dizaines de rayons gravitationnels du trou noir central. Cette région correspond à l'élément de résolution central des cartes radio VLBA à 43 GHz dans les observations présentes (voir la figure 5.7).

Bien que notre modèle SSC multi-blob ne décrive que des émissions en état sta-

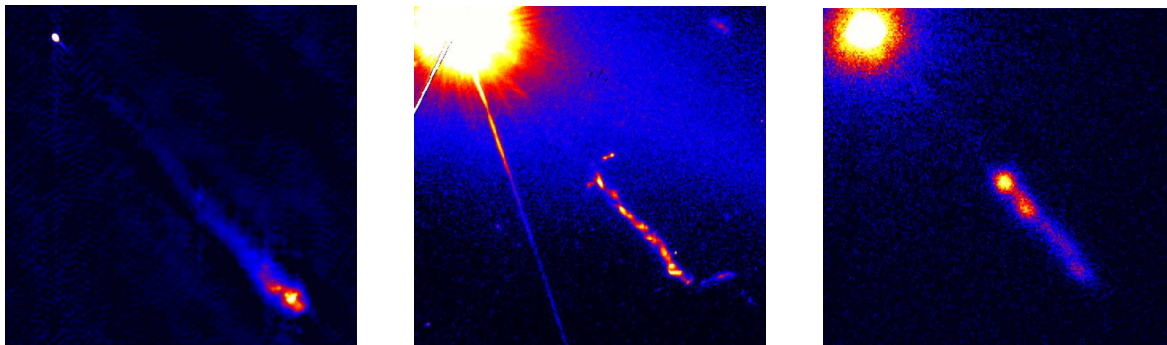


Fig. 5.8: *Gauche* : image radio de 3C 273 obtenue en radio avec le *Multi-Element Radio Linked Interferometer Network*. Crédits : MERLIN. *Milieu* : image optique de 3C 273 observé avec le **HST**. Crédits : NASA/STScI. *Droite* : image en rayons X de 3C 273 observé avec *Chandra*. Crédits : NASA/CXC/SAO/H. Marshall et al.

tionnaire, nous pouvons toutefois discuter qualitativement à propos de la variabilité radio/**THE** observée ici. Par exemple, une augmentation soudaine de la densité de la population de particules leptoniques sous-jacente au niveau du choc stationnaire près de la surface d'Alfvén – via un processus d'injection encore inconnu – peut donner lieu à une éruption en rayons X et aux **THE**. Cet événement n'est pas accompagné d'une augmentation immédiate et intense du niveau d'émission en ondes radio, car cette émission est alors auto-absorbée aux ondes radio. Cependant, le nodule en éruption à haute énergie se propage ensuite dans le jet étendu, moins magnétisé. Les leptons du jet acquièrent alors de l'énergie au passage du blob et peuvent alors se refroidir en rayonnant en ondes radio avec un certain délai, engendrant ainsi une éruption radio “diluée” en réponse à l'éruption aux **THE**.

5.2 Prédications du flux γ **THE** pour d'autres radio galaxies à jets étendus intenses en optique/rayons X

Nous appliquons maintenant notre modèle **SSC** multi-blob à différentes sources qui ont la particularité commune de posséder un jet étendu intense en optique et/ou en rayons X. L'observation d'un jet optique étendu dans ces objets suggère une amplification modérée, mais non nulle, en direction de l'observateur, comme dans le cas de M 87. Ceci permet de confronter notre modèle multi-blob à d'autres types de **NAG** et de prédire une éventuelle détectabilité de ces sources aux **THE** avec les instruments **ČERENKOV** actuels. Nous avons choisi d'étudier trois sources particulières, PKS 0521–36, 3C 273, ainsi que Cen A (dont l'étude dans ce contexte sera présentée à la section 5.3.2). Ces trois objets n'appartiennent pas en tant que tels à la classe des blazars. Nous avertissons ici le lecteur que toutes les données utilisées ne sont malheureusement pas simultanées, et que de plus, ces sources sont intrinsèquement très variables.

5.2.1 3C 273

3C 273 ($z = 0.158$ [Strauss et al. 1992](#)) est le premier quasar ayant été identifié comme un objet à fort décalage vers le rouge ([Schmidt 1963](#)), et est l'un des mieux

étudiés³. Il héberge un trou noir supermassif dont la masse est au moins $\sim 2.0 \times 10^9 M_\odot$ comme obtenu par Paltani & Türler (2005) à partir de l'étude de raies de BALMER. L'angle de visée maximal est de $\sim 15^\circ$ (Unwin et al. 1985, voir aussi la figure 5.8).

Les blazars affichent habituellement une composante en rayons X sans caractéristique spectrale apparente, mais les radio galaxies peuvent avoir un environnement bien plus complexe à ces énergies (voir par exemple Grandi et al. 2006). Cependant, comme le but ici est de modéliser les contributions non-thermiques uniquement, nous décidons de considérer uniquement la contribution du jet en rayons X. Dans notre sélection de données, nous gardons seulement dans notre DSE un élément caractéristique dans le spectre en rayons X mou comme signature d'un disque d'accrétion (Grandi & Palumbo 2007).

Puisque 3C 273 est une source extrêmement variable, il convient encore une fois d'être précautionneux quant à la sélection de données simultanées. Les données en rayons X utilisées ici proviennent d'observations *BeppoSAX*⁴ extraites de Giommi et al. (2002). Nous présentons aussi sur la figure 5.9 la limite supérieure à 3σ obtenue avec H.E.S.S. en 2005 (Aharonian et al. 2005). Les autres points de données sont extraits de Türler et al. (1999), qui fournissent un spectre moyenné multi-longueurs d'onde de cet objet compilé à partir de 30 ans d'observation. Dans ces données, les observations *BeppoSAX* des 13, 15, 17 et 22 Janvier 1997 sont contemporaines des observations *CGRO*/COMPTEL et *CGRO*/EGRET prises entre le 10 Décembre 1996 et le 28 Janvier 1997 (Collmar et al. 2000). Nous avons donc à notre disposition des données quasi-simultanées pour la composante X/ γ dans l'un des état les plus hauts jamais observé dans cet objet, ce qui va nous permettre de contraindre fortement notre modélisation.

La nature (synchrotron ou COMPTON inverse) de l'émission en rayons X de 3C 273 constitue encore une question ouverte. La composante à haute énergie, probablement due à de l'émission COMPTON inverse, présenterait un pic d'émission à plus basse fréquence par rapport à d'autres NAG. Ceci impliquerait soit que 3C 273 ne puisse pas être détectable aux THE, ou que cette composante soit de nature synchrotron, impliquant alors la présence d'une composante COMPTON inverse hypothétique aux ultra hautes énergies.

En supposant que l'émission X dure est effectivement de nature COMPTON inverse, nous montrons une solution pour la DSE de 3C 273 sur la figure 5.9 (voir la colonne 2 du tableau 5.2 pour les paramètres correspondants). En modélisant cette DSE, nous notons qu'une modification de la valeur de γ_{\min} affecte radicalement la densité de flux en rayons X : une baisse de γ_{\min} implique une augmentation de la densité de flux dans ce régime de la composante COMPTON inverse, et donc une variation de ce paramètre dans la source pourrait expliquer des phénomènes éruptifs en rayons X. C'est aussi ce qu'ont suggéré Georganopoulos et al. (2006) dans le cas d'un rayonnement COMPTON inverse externe sur le *Cosmic Microwave Background* (CMB). La valeur de γ_{\min} est donc fortement contrainte ici par la forme spectrale en rayons X précise grâce aux observations *BeppoSAX*.

Sur les figures suivantes, la courbe en forme de V aux THE ($\sim 10^{26}$ Hz) représente la sensibilité de H.E.S.S. pour une détection à 5σ en 50 h d'observation d'une source située à un angle zénithal moyen de 30° . La sensibilité du projet ČERENKOV Telescope Array (CTA) attendu pour un flux de $\sim 0.1\%$ de la nébuleuse du Crabe à 1 TeV en 50 h d'observation est également représentée comme limite inférieure en bleu.

³voir la base de données observationnelles dédiée <http://isdc.unige.ch/3c273/>.

⁴voir aussi <http://www.asdc.asi.it/blazars/>.

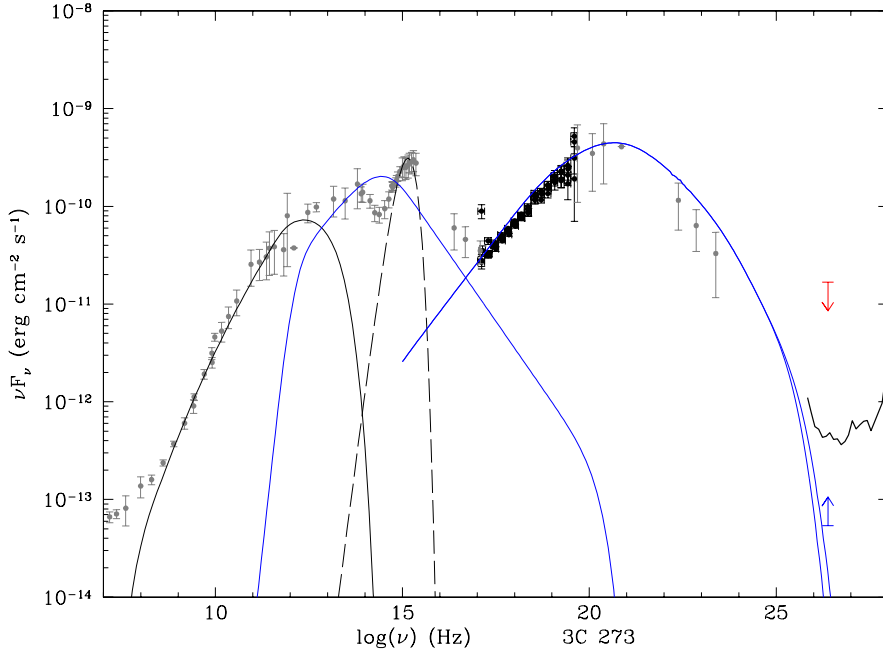


Fig. 5.9: DSE de 3C 273 avec une anticipation de son flux **THE**. La courbe pleine bleue représente la moyenne entre les cas “on-blob” et “inter-blob”. La courbe tiretée représente un modèle simple de corps noir pour illustrer la contribution de la composante thermique en UV. La limite supérieure obtenue en 2005 avec **H.E.S.S.** est représentée en rouge. La limite inférieure bleue représente le seuil en sensibilité attendu pour **CTA** en 50 h d’observation.

Les résultats que nous obtenons dans les cas “on-blob” et “inter-blob” n’étant pas très différents dans le cas de 3C 273, nous montrons uniquement la moyenne des deux cas dans la DSE. Nous insistons sur le fait que les données à basses fréquences ne sont pas simultanées aux données X/ γ . Ainsi, notre modélisation de la composante synchrotron a une densité de flux supérieure aux données optiques représentées, car nous modélisons ici un état haut d’activité tel qu’observé en rayons γ (Collmar et al. 2000). Suite à cette modélisation, nous prédisons seulement une détection potentielle marginale dans la partie basse énergie de **H.E.S.S.**, selon le seuil en énergie utilisé. De plus, nous rappelons encore que (Collmar et al. 2000) font état d’une activité importante en rayons γ , et Türler et al. (2006) rapportent un état haut de l’émission non-thermique pour l’époque correspondant aux données que nous considérons ici. Ainsi, même dans le cas d’un état haut, nous n’attendons pas une détection clairement significative de 3C 273 en rayons γ **THE** avec **H.E.S.S.** dans notre scénario. Cela devra probablement attendre les observations des futurs détecteurs comme **CTA**.

Ainsi, une détection significative de 3C 273 aux **THE** avec la génération actuelle d’instruments ČERENKOV serait difficile à interpréter avec notre modèle. Une possibilité serait alors d’invoquer une disparité entre les différents blobs émetteurs, ce qui aurait l’inconvénient d’augmenter également le nombre de degrés de liberté du modèle. Différentes valeurs du champ magnétique ou des distributions en énergie des électrons et positrons (**DEE**) différentes d’un blob à l’autre pourraient résulter en une queue de distribution spectrale de la composante COMPTON inverse dans le domaine **THE** qui pourrait rendre compte d’une éventuelle détection aux **THE**. Un modèle alternatif serait de considérer une émission étendue provenant d’un rayonnement COMPTON in-

Tab. 5.2: Paramètres utilisés pour le modèle multi-blob appliqué à 3C 273 et PKS 0521–36.

Objet	3C 273	PKS 0521–36
Figure	5.9	5.10
Γ_b	7.4	1.5
θ	15°	25°
$R_{\text{cap}} (r_g)$	100.0	100.0
B (G)	3.0	1.0
r_b (cm)	2.0×10^{15}	9.0×10^{14}
K_1 (cm ⁻³)	1.8×10^6	3.0×10^6
n_1	2.0	2.0
n_2	4.1	2.5
γ_{min}	1	10 ³
γ_b	1.6×10^3	5.0×10^4
γ_c	10 ⁶	10 ⁶

verse externe, qui serait alors peu variable. Dans tous les cas, les résultats à venir de *Fermi* et **H.E.S.S.** II sont requis pour discriminer entre les différents scenarios possibles.

5.2.2 PKS 0521–36

PKS 0521–36 est une radio galaxie de type flat spectrum radio quasar (**FSRQ**) possédant un jet optique, et a un décalage vers le rouge de $z = 0.055$ (Keel 1985). Le trou noir supermassif central a une masse de $\sim 3.3 \times 10^8 M_\odot$ Woo et al. (2005). Pian et al. (1996), et plus récemment Tingay & Edwards (2002), ont mentionné l’absence de mouvements superluminiques dans le jet, en contraste avec 3C 273, impliquant que l’amplification DOPPLER y est bien plus faible, ce qui renforce aussi leurs résultats sur l’angle d’orientation du jet. En effet, la seule contrainte sur l’orientation du jet provient de Pian et al. (1996), qui déduisent $\theta \simeq 30^\circ \pm 6^\circ$ à partir de modélisations **SSC**. Nous devons aussi noter que PKS 0521–36 présente l’étrange propriété d’osciller entre un état de type SEYFERT et un état de type BL Lac (voir par exemple Ulrich 1981). Ceci rend donc l’interprétation de l’émission purement non-thermique de cette source particulièrement ardue, d’autant plus que nous sommes là encore confrontés à des données non simultanées.

Sur la figure 5.10, nous reportons les données de *BeppoSAX* du 10 Octobre 1998 (Giommi et al. 2002) en noir. Les données *Swift*/XRT du 26 Mai 2005, en vert, sont obtenues à l’aide du “Online Analysis Tool”⁵. Les points de données en gris proviennent du **NED**. En rouge, nous représentons la limite supérieure à 2σ obtenue en 89 h d’observation entre 1993 et 1996 par la collaboration **CANGAROO** (Roberts et al. 1998). Nous utilisons également les données EGRET entre 30 MeV et 500 MeV du 3^e catalogue EGRET (Hartman et al. 1999), prises entre le 12 Juillet et le 1 Août 1994. Dans le second catalogue EGRET (Thompson et al. 1995), la source EGRET 2EG J0524–3630 était associée à PKS 0521–36, alors que cette même source se situait en-dehors du contour à 99% de la zone de la source EGRET dans le troisième catalogue EGRET. Cependant, comme Foschini et al. (2006), nous supposons que l’identification de 2EG J0524–3630 à PKS 0521–36 est valide, ce qui est aussi mis en avant par Torricoski et al. (2002).

⁵disponible sur le site <http://www.asdc.asi.it/>.

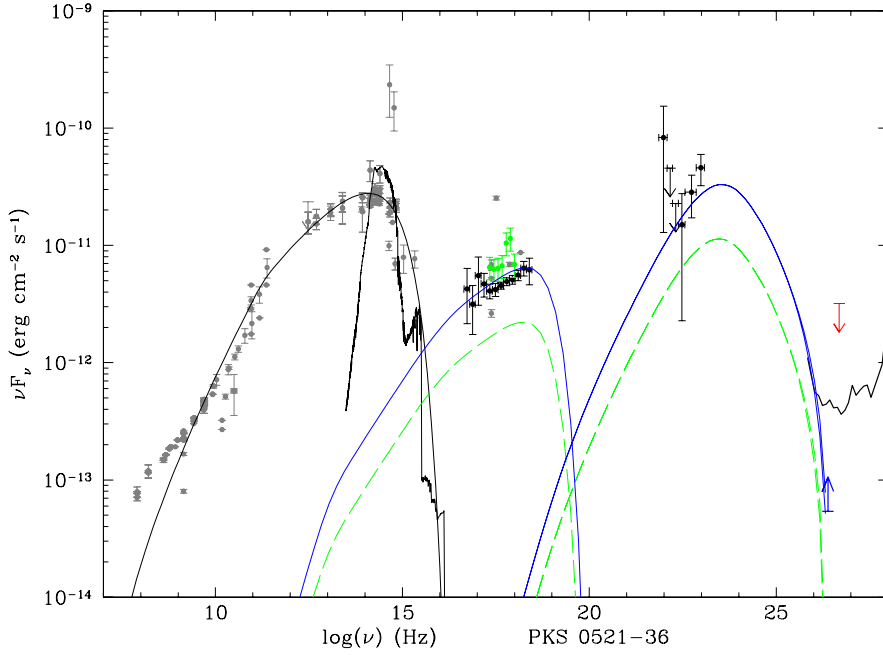


Fig. 5.10: DSE de PKS0521–36 avec le flux THE anticipé, dans le cadre du modèle multi-blob. La courbe pleine bleue représente le cas “on-blob”, la courbe pointillée verte le cas “inter-blob”. La limite supérieure de CANGAROO est reportée en rouge.

La figure 5.10 présente notre solution pour la DSE de PKS0521–36 dans le cadre du modèle SSC multi-blob, avec son émission THE anticipée (voir la colonne 3 du tableau 5.2 pour les paramètres correspondants). Il paraît peu vraisemblable que l’émission X tire son origine d’un processus COMPTON inverse, puisqu’une telle diffusion COMPTON inverse se ferait avec des photons de la composante radio/optique, qui n’est pas très variable puisque provenant du jet étendu, la composante haute énergie de la DSE serait alors aussi peu variable. Les observations X montrent une importante variabilité, la zone d’émission à ces énergies est alors vraisemblablement une région compacte et rayonne en synchrotron. Dans ce cas, nous prévoyons que cette BL Lac devrait être marginalement détectable avec H.E.S.S., et facilement détectable avec H.E.S.S. II et CTA. De plus, nous voyons que le pic synchrotron est mal contraint par les observations en rayons X. Une modélisation ayant un pic synchrotron situé à une fréquence supérieure à $\sim 2 \times 10^{18}$ Hz résulterait en une densité de flux aux THE plus importante, et donc plus favorable à une détection au TeV, par rapport à ce que nous présentons ici. On doit donc considérer la solution proposée ici comme étant “pessimiste”. Si par contre PKS0521–36 se révèle non détectée aux THE suite à de telles observations avec H.E.S.S. II et CTA, une mauvaise identification de la source EGRET devrait alors être considérée.

5.3 Cen A

5.3.1 Présentation de Cen A

Centaurus A (Cen A, NGC 5128) est le NAG radio-bruyant le plus proche, et plus généralement la plus proche radio galaxie, située à une distance de 3.8 Mpc (Rej-

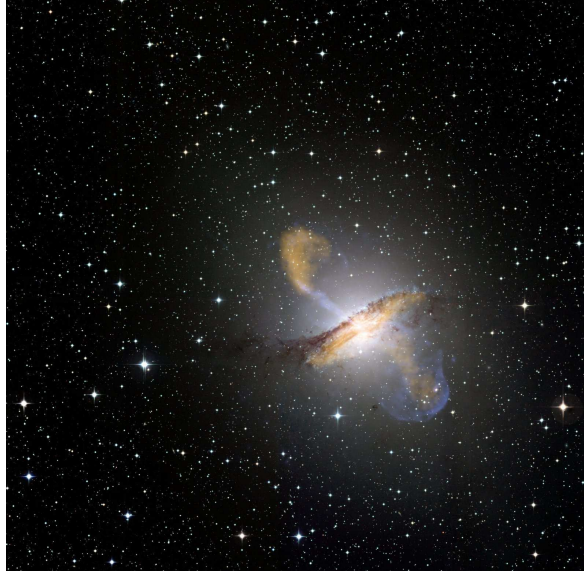


Fig. 5.11: Image de Cen A combinée en optique, submillimétrique (*orange*), et rayons X (*bleu*). Les lobes visibles sur cette image couvrent environ $10'$ dans le ciel, soit à peu près un tiers du diamètre apparent de la Lune. Crédits : ESO/WFI (optique) ; MPIFR/ESO/APEX/A. WEISS et al. (submillimétrique) ; NASA/CXC/CfA/R. KRAFT et al. (rayons X).

kuba 2004). A cette distance, $1'$ correspond à ~ 1.1 kpc projeté sur le plan du ciel. Sa proximité en fait l'un des objets les mieux étudiés du ciel (cf. Israel 1998, pour une revue sur cet objet, voir aussi la figure 5.11 et également la page web dédiée <http://www.mpe.mpg.de/~hcs/Cen-A/>). Cen A est classée comme radio galaxie de type FANAROFF-RILEY (FR) I de par la morphologie de son jet et de ses lobes en radio, que l'on pense être la population parente des objets BL Lac (Urry & Padovani 1995). Aux longueurs d'onde radio, de vastes structures complexes se dessinent, atteignant $8^\circ \times 4^\circ$ de dimension apparente (voir par exemple Combi & Romero 1997), soit plus vastes que la surface de 100 pleine Lune. Toujours en radio, la structure du jet est très riche, du cœur et du jet à l'échelle du parsec et du kiloparsec aux lobes géants externes s'étalant sur plusieurs degrés. Le jet interne à l'échelle du kiloparsec est également détecté en rayons X, et révèle là aussi une structure complexe avec des nœuds brillants et de l'émission diffuse (Kraft et al. 2002). Un contre-jet a récemment été identifié en rayons X (Hardcastle et al. 2007). Le jet à l'échelle du kiloparsec et le noyau actif sont des sources confirmées de rayonnement non-thermique. De plus, plus de 200 sources ponctuelles émettant en rayons X sont associées à la galaxie hôte, engendrant une luminosité intégrée de $L_X > 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ (Kraft et al. 2001).

L'angle entre l'axe du jet et la ligne de visée est mal connu et a pu être estimé entre 15° et 80° (voir par exemple Horiuchi et al. 2006, et références internes). La galaxie hôte elliptique associée, NGC 5128, présente une bande sombre (voir la figure 5.11), très célèbre auprès des astronomes amateurs, constituée d'un disque de poussières et de jeunes étoiles vu par la tranche. Ce disque pourrait être le résultat d'une fusion antérieure entre Cen A et une galaxie spirale (Thomson 1992), bien que cette hypothèse ne soit pas encore confirmée.

Les parties centrales de Cen A révèlent la présence d'un disque circum-nucléaire d'environ 400 pc de diamètre ainsi qu'une cavité centrale d'environ 90 pc. Ce disque émet un rayonnement submillimétrique. En plus de cette émission, une variété de raies

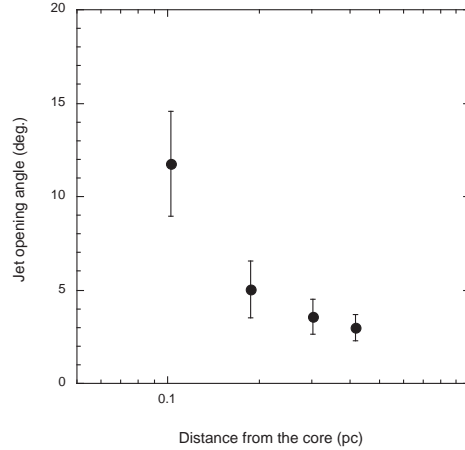


Fig. 5.12: Angle d’ouverture du jet de Cen A en fonction de la distance au cœur radio. Tiré de [Horiuchi et al. \(2006\)](#).

d’absorption moléculaires est détectée ([Israel et al. 1990](#)). Dans les parties encore plus internes, [Schreier et al. \(1998\)](#) ont mis en évidence la présence d’un disque de 40 pc de diamètre (2.5'' en dimension projetée sur le ciel) constitué de gaz ionisé, et ce grâce à des observations Pa α avec l’instrument NICMOS du *HST*. Ce disque interne n’étant pas perpendiculaire au jet, il n’est pas associé au disque d’accrétion central.

En ondes radio, [Horiuchi et al. \(2006\)](#) ont mis en évidence un élargissement à la base du jet à partir d’observations VSOP (technique VLBI spatiale) à 4.9 GHz (voir la figure 5.12). Par exemple, ces auteurs mesurent un angle d’ouverture du jet de $\varphi \sim 12^\circ$ à $5000 r_S$ du cœur radio et de $\varphi \sim 3^\circ$ à $20000 r_S$. Il s’agit de la seconde et seule autre observation de l’élargissement du jet à sa base dans un objet extragalactique, avec celle de M 87.

La masse du trou noir supermassif central n’est pas encore connue avec une grande précision, toutefois différentes mesures semblent relativement en accord. Ainsi, [Marconi et al. \(2006\)](#) ont obtenu $\sim 1.1 \times 10^8 M_\odot$ à partir d’une analyse cinématique du gaz central d’une raie [S III], alors que [Häring-Neumayer et al. \(2006\)](#) obtiennent $\sim 6 \times 10^7 M_\odot$ en utilisant une raie [Fe II]. Des mesures plus récentes donnent une estimation de $M_{\text{BH}} = (5.5 \pm 3.0) \times 10^7 M_\odot$ ([Cappellari et al. 2009](#)). Ce dernier résultat a été obtenu en proche infrarouge (bande K) avec le spectrographe à intégrale de champ SINFONI monté sur le télescope 4 (Yepun) du Very Large Telescope (VLT) au Cerro Paranal au Chili, en modélisant la cinématique stellaire de la galaxie hôte NGC 5128. Précédemment, [Neumayer et al. \(2007\)](#) ont présenté les premières observations à intégrale de champ en optique adaptative avec SINFONI et avaient obtenu une masse de $M_{\text{BH}} = (4.5^{+1.7}_{-1.0}) \times 10^7 M_\odot$ à 3σ .

Dans le domaine des hautes énergies, Ralph KRAFT⁶ et ses collaborateurs ont intensivement observé le système complexe de Cen A en rayons X avec *Chandra* ([Kraft et al. 2001, 2002, 2003](#); [Hardcastle et al. 2003](#); [Evans et al. 2004](#); [Kraft et al. 2007](#); [Hardcastle et al. 2007](#); [Jordán et al. 2007](#); [Sivakoff et al. 2008](#); [Croston et al. 2009](#)). Leurs observations ont révélé la présence d’un jet, l’évidence d’un contre-jet, ainsi que de nombreuses sources ponctuelles, en nombre supérieur à 200.

Dans le domaine γ , Cen A a été détectée du MeV au GeV par tous les instruments

⁶mon directeur de stage de Master 1 au CfA (Center for Astrophysics), Harvard University, Cambridge, MA, USA.

à bord de *CGRO* entre 1991 et 1995 (Gehrels & Cheung 1992; Kinzer et al. 1995; Paciesas et al. 1993; Steinle et al. 1998; Thompson et al. 1995). Ces observations ont mis en évidence un pic dans la DSE de Cen A à ~ 0.1 MeV avec une densité de flux à ce maximum de $\sim 10^{-9}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ (Steinle et al. 1998). Il est intéressant de noter qu'à cette même période, Bond et al. (1996) ont détecté une variation du flux X. Steinle et al. (1998) ont aussi mis en évidence une variabilité du flux γ dans Cen A, spécialement importante à 10 MeV, tandis que Sreekumar et al. (1999) ont trouvé que les mêmes observations EGRET présentaient un flux constant et stable pendant toute la durée des observations *CGRO*.

Dans le domaine *THE*, Grindlay et al. (1975) ont obtenu une détection à 4.5σ de niveau de confiance avec l'instrument de Narrabri en Australie, pendant une éruption massive en rayons X, mais ce résultat n'a pas été confirmé à l'époque. Des observations ultérieures aux *THE* obtenues avec les expériences Mark III (Carramiñana et al. 1990), JANZOS (Allen et al. 1993), CANGAROO (Rowell et al. 1999; Kabuki et al. 2007) et *H.E.S.S.* (Aharonian et al. 2005l) se sont toutes soldées par des non-détections, ce qui a tout de même permis d'établir des limites supérieures sur la densité de flux de Cen A aux *THE*, invalidant les résultats de Grindlay et al. (1975), à moins que Cen A ait eu une éruption majeure en *THE* simultanément à celle en rayons X dans les années 1970.

Assez tôt, Romero et al. (1996) ont proposé que Cen A puisse être une source de rayons cosmiques d'ultra hautes énergies (*RCUHE*), constitués de protons accélérés dans des chocs forts dans les parties externes de cette galaxie. Suite à l'annonce par la collaboration Auger d'une possible corrélation entre les événements de *RCUHE* en 2007 (Abraham et al. 2007, 2008) et les *NAG* du catalogue de Véron-Cetty & Véron (2006), de nombreuses études ont été publiées discutant la possibilité que Cen A soit une source de *RCUHE* (voir entre autres Cuoco & Hannestad 2008; Gorbunov et al. 2008; Kachelriess et al. 2008; Moskalenko et al. 2009). Toutefois, la statistique du Pierre AUGER Observatory (*PAO*) n'est actuellement pas suffisante pour permettre de résoudre des sources individuelles *RCUHE*. De plus, Cen A pourrait n'être que le dernier centre de diffusion de *RCUHE* (Kotera & Lemoine 2008) avant de se propager linéairement entre Cen A et la Terre, créant ainsi une accumulation d'événements *RCUHE* autour de la position de Cen A, bien que celle-ci n'en soit pas la source primaire. Cependant, s'il est établi que Cen A est une source primaire de *RCUHE*, si par exemple la collaboration *PAO* observe finalement un regroupement d'événements *RCUHE* dans cette région en parvenant à prouver que Cen A en soit à l'origine, cela établirait de manière univoque la présence de processus hadroniques au sein de cette radio galaxie.

Avant la détection de Cen A par *H.E.S.S.*, le seul objet extragalactique ayant une émission peu amplifiée par effet DOPPLER relativiste clairement détecté aux *THE* était la radio galaxie M 87, détectée pour la première fois avec l'expérience HEGRA (Aharonian et al. 2003a) et confirmée avec l'expérience *H.E.S.S.* (Aharonian et al. 2006g). Comme on l'a déjà mentionné, d'importantes variations de flux ont été observées dans le domaine *THE* dans M 87, avec des temps caractéristiques de l'ordre de quelques jours, par *H.E.S.S.* (Aharonian et al. 2006g) et *MAGIC* (Albert et al. 2008b). Comme on l'expliquera plus en détails à la section 6.1.25, Aliu et al. (2009, collaboration *MAGIC*) et Acciari et al. (2009b, collaboration *VERITAS*) ont détecté un rayonnement γ *THE* en provenance d'une autre région comprenant le blazar 3C 66A et la radio galaxie 3C 66B. Si cette émission provient bien de la radio galaxie 3C 66B, la détection par *H.E.S.S.* de Cen A aux *THE* serait la troisième, sinon la seconde, découverte de rayonnement *THE* en provenance d'une galaxie dont le jet n'est pas aligné avec la ligne de visée. Il est clair en tout cas que les radio galaxies constituent maintenant une nouvelle

classe d'émetteurs au TeV.

5.3.2 Prédiction du flux γ aux très hautes énergies de Cen A avec le modèle multi-blob

Cette section traite de la prédiction du flux γ aux **THE** attendu en provenance de Cen A dans le cadre du modèle **SSC** multi-blob. Cette prédiction a été présentée dans notre article [Lenain et al. \(2008a\)](#), qui est présenté en annexe à la section **E.2** en page **253**.

Au début 2007, lorsque nous avons développé le modèle **SSC** multi-blob, nous avons proposé une prédiction de détectabilité pour trois objets de type blazars non-alignés, *i.e.* 3C 273, PKS 0521–36 ainsi que Cen A. Nous précisons ici que cette dernière prédiction a été calculée *avant* que la collaboration **H.E.S.S.** ne détecte un signal γ **THE** en provenance de Cen A.

Les observations **CGRO**/OSSE analysées par [Kinzer et al. \(1995\)](#) montrent la présence d'un pic à ~ 200 keV, comme également indiqué par [Steinle et al. \(1998\)](#) à partir des données **CGRO**/COMPTEL. Ceci fournit donc une contrainte très forte pour notre modèle, en particulier sur la population de leptons. Comme dans le cas de 3C 273, le pic COMPTON inverse se situe à relativement basse énergie, menant [Chiaberge et al. \(2001\)](#) à noter que Cen A pourrait être un objet BL Lac non-aligné. Comme mentionné en section **5.3.1**, l'angle d'orientation du jet est mal connu. Par exemple, il est compris dans la gamme $\theta \sim 50^\circ$ – 80° à l'échelle du parsec pour [Tingay et al. \(1998\)](#), tandis que [Hardcastle et al. \(2003\)](#) l'évaluent à $\theta \sim 15^\circ$ à ~ 100 pc du noyau à partir du rapport de luminosité en radio entre le jet et le contre-jet. Pour nos modèles, nous adoptons dans la suite une valeur intermédiaire de $\theta \sim 25^\circ$.

Sur la figure **5.13**, l'échantillon de données pris en compte est pratiquement le même que celui adopté par [Chiaberge et al. \(2001\)](#). Nous avons été attentifs à ne prendre comme données contraignantes que celles provenant du noyau de Cen A. Les données γ de **CGRO**/COMPTEL, qui sont fortement contraignantes, proviennent de [Steinle et al. \(1998\)](#). [Rothschild et al. \(2006\)](#) ont publié des résultats **RXTE** et **INTEGRAL**. Les données **HST**/NICMOS et WFPC2 sont tirées de [Marconi et al. \(2000\)](#). Ces données ont été corrigées du rougissement en utilisant les facteurs donnés par [Marconi et al. \(2000\)](#) eux-mêmes. Cet effet de rougissement est dû à la présence de poussières qui absorbent le flux UV/optique pour le ré-émettre en infrarouge. L'absorption correspondante, en magnitude, est donnée par :

$$A_\lambda = m_\lambda - m_\lambda^0 \quad (5.1)$$

où m_λ^0 serait la magnitude observée à la longueur d'onde λ en l'absence de poussières. L'absorption est donc reliée à la densité de flux par :

$$A_\lambda = -2.5 \log_{10} \frac{f_\lambda}{f_\lambda^0} \quad (5.2)$$

où f_λ^0 serait la densité de flux en l'absence de poussières. Cette absorption s'écrit encore :

$$A_\lambda = R_\lambda E(B - V) \quad (5.3)$$

où $E(B - V)$ est l'extinction entre les bandes B et V . Selon [Marconi et al. \(2000\)](#), l'extinction dans les régions immédiatement voisines du noyau est de $E(B - V) \simeq$

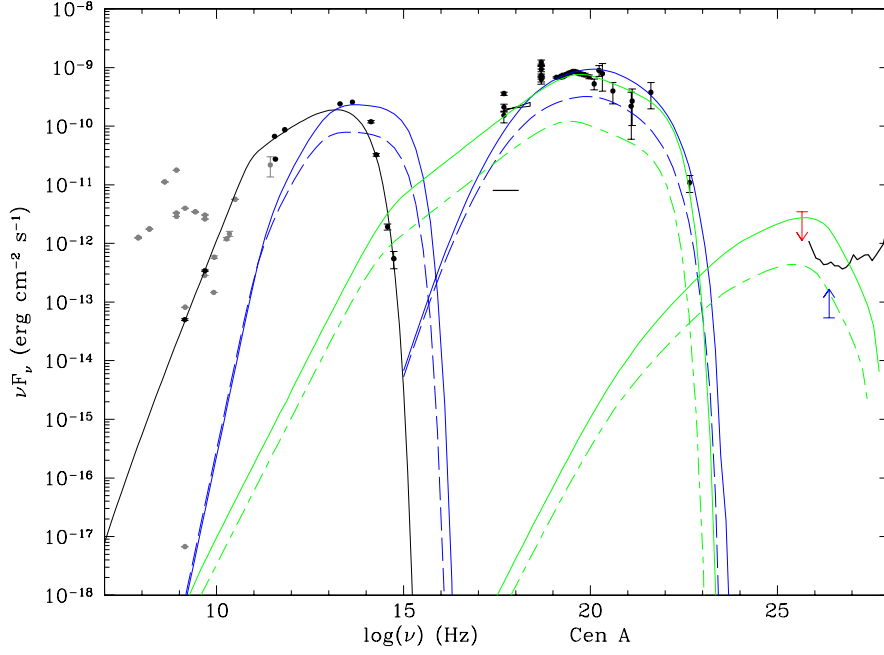


Fig. 5.13: DSE de Cen A dans le scénario multi-blob, avec prédiction du flux γ THE. Les lignes pleines représentent l'émission dans le cas d'alignement avec le blob central; le cas "inter-blob" est représenté en lignes pointillées. En bleu, nous montrons un modèle supposant que le rayonnement γ mou est de nature COMPTON inverse, alors qu'en vert nous montrons le cas où celui-ci est de nature synchrotron.

2.5 mag, en bon accord avec l'estimation de l'absorption $A_V \sim 7$ mag donnée par Schreier et al. (1996).

Les données SCUBA à $800 \mu\text{m}$ viennent de Hawarden et al. (1993). Les données ISO et SCUBA ($450 \mu\text{m}$ et $850 \mu\text{m}$) viennent de Mirabel et al. (1999), et les données VLA de Burns et al. (1983). En rayons X, nous utilisons les données XMM-Newton des 2 et 6 Février 2001 de Evans et al. (2004), et celles des mêmes auteurs prises par Chandra les 9 et 21 Mai 2001 avec un indice de photons de $\Gamma = 2$ pour la composante du jet à l'échelle du parsec. Les données du NED sont indiquées comme données non-contraignantes, à titre de comparaison. Nous indiquons aussi sur cette figure la limite supérieure obtenue avec H.E.S.S. en 2004, après de 4.2 h d'observations⁷ (Aharonian et al. 2005). Dans les modèles présentés ci-après, nous adoptons une masse pour le trou noir central de $1.1 \times 10^8 M_\odot$ comme obtenu par Marconi et al. (2006).

Nous devons noter que, comme déjà mentionné, Cen A héberge une large bande de poussières extrêmement opaque au rayonnement. De plus, comme cette source est proche et bien résolue, les données en rayons X que l'on pense être associées au noyau doivent être considérées comme des limites supérieures. En effet, la contribution du jet central peut très bien être contaminée, de manière significative, par le disque d'accrétion du NAG et par des binaires X éventuellement présentes en avant-plan dans les zones centrales. Dans ce cas, nous aurions seulement des contraintes assez faibles sur le processus d'émission. Nous supposons donc ici que toutes les données que nous avons sélectionnées aux hautes énergies proviennent de processus SSC associés au noyau.

La figure 5.13 présente la DSE de Cen A en utilisant notre modèle SSC multi-blob,

⁷temps effectif après corrections des temps morts.

Tab. 5.3: Paramètres utilisés sur la figure 5.13.

Hypothèse	<i>CGRO</i> =COMPTON inv.	<i>CGRO</i> =synchr.
Γ_b	8.14	20.0
θ	25°	25°
$R_{\text{cap}} (r_g)$	100.0	100.0
B (G)	2.0	10.0
r_b (cm)	1.0×10^{14}	8.0×10^{13}
K_1 (cm $^{-3}$)	9.0×10^7	4.0×10^4
n_1	2.0	2.0
n_2	3.0	3.5
γ_{min}	3.0×10^2	10^3
γ_b	5.0×10^2	3.5×10^5
γ_c	4.0×10^3	6.0×10^6

en prenant deux situations en considération :

1. en supposant que le pic détecté en rayons γ avec *CGRO* est dû à un rayonnement COMPTON inverse (*courbes bleues*) ;
2. soit en supposant ce rayonnement de type synchrotron (*courbes vertes*).

Les paramètres correspondants sont donnés au tableau 5.3.

Étant donné les résultats de notre modèle dans le premier scénario avec une bosse COMPTON inverse dans le domaine γ mou, l'émission SSC de la région centrale ne serait clairement pas suffisante pour être détectable aux THE (voir la colonne 2 du tableau 5.3), tout au moins pour une émission SSC dominée par le noyau comme dans notre cas. Ceci reste valable même dans le cas improbable d'extrêmes variations du flux multi-longueurs d'onde de l'émission nucléaire. Cette même conclusion s'accorde avec les résultats de Stawarz et al. (2003), qui n'attendent pas d'émission SSC du noyau ou de la base du jet de Cen A, mais favorisent plutôt une émission THE détectable par les instruments ČERENKOV actuels en invoquant une émission COMPTON inverse externe sur le champ de rayonnement stellaire de la galaxie hôte. Pour Stawarz et al. (2006b), beaucoup de radio galaxies de type FR I, comme Cen A, pourraient être des sources au TeV pour lesquelles la faible émission du noyau en rayons γ serait absorbée puis ré-émise par diffusion COMPTON inverse externe en générant un halo de paires isotrope et étendu.

Dans un second scénario, nous présentons une DSE de Cen A en supposant cette fois que le pic γ détecté avec *CGRO* soit de nature synchrotron (courbes vertes sur la figure 5.13, et voir la colonne 3 du tableau 5.3). Dans ce cas, nous attendons une détection positive d'une émission THE en provenance du noyau de Cen A à l'aide de H.E.S.S. en ~ 50 h d'observation. Dans ce contexte, on peut aussi mentionner les travaux de Bai & Lee (2001), qui ont aussi prédit la présence de la bosse synchrotron dans le domaine γ mou et le pic de la composante COMPTON inverse autour de 1 TeV en s'appuyant également sur un modèle SSC.

Il est intéressant de noter que nos deux hypothèses donnent deux populations de particules très différentes. Dans le premier cas où le rayonnement γ mou est dû à un processus COMPTON inverse, nous obtenons une population de particules relativement peu énergétiques, avec $\gamma_c = 4.0 \times 10^3$, mais dense, avec $K_1 = 9.0 \times 10^7$ cm $^{-3}$. Par contre, dans la seconde hypothèse où le rayonnement γ mou est dû à un processus synchrotron, la population de particules obtenue est plus typique de celles usuellement modélisées

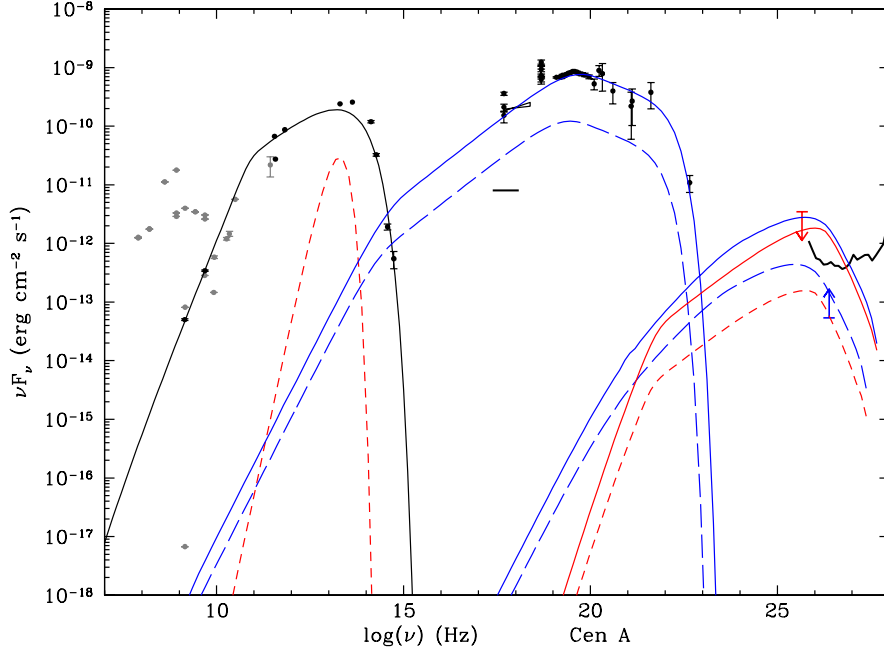


Fig. 5.14: DSE de Cen A dans le scénario multi-blob, avec contribution COMPTON inverse externe. Les courbes bleues représentent ici le cas où le rayonnement γ mou est de nature synchrotron, et correspondent aux courbes vertes de la figure 5.13. Les courbes rouges représentent la contribution COMPTON inverse externe provenant d'un rayonnement cible du disque d'accrétion ou de la couronne UV, modélisé par un corps noir (lignes pointillées). Voir le tableau 5.3 (colonne 3) et le texte pour les valeurs des paramètres physiques.

dans les blazars, ce qui joue en faveur du fait de considérer Cen A comme un blazar non-aligné.

La figure 5.14 présente un scénario alternatif pour lequel l'émission γ THE pourrait provenir d'une diffusion COMPTON inverse externe sur un rayonnement générique de corps noir. Ce rayonnement de corps noir peut être dû au disque d'accrétion au voisinage de l'engin central, ou la couronne UV au-dessus de celui-ci, par exemple. Des observations menées par Meisenheimer et al. (2007) ont révélé la présence de poussières d'une température de $T \sim 240$ K dans les régions centrales, avec une luminosité $L_{\text{dust}} \gtrsim 3 \times 10^{34}$ W. Ainsi, pour la figure 5.14, nous avons modélisé le rayonnement COMPTON inverse externe sur un rayonnement de corps noir de température de 240 K et de luminosité 3×10^{41} erg s $^{-1}$, et ceci avec un faible taux de rayonnement re-processé de $\tau \sim 10^{-5}\%$, les autres paramètres étaient identiques à ceux de la colonne de droite du tableau 5.3 par ailleurs.

Nous devons noter que Steinle et al. (1998) ont rapporté une variabilité de ~ 10 jours dans la bande γ mou suite à des observations CGRO, impliquant $r_b < 2 \times 10^{17}$ cm. Cette contrainte est pleinement satisfaite dans nos modèles. Toutefois, nous rappelons que Sreekumar et al. (1999) ne détectent aucune variation du flux γ dans ces mêmes observations.

On voit bien que notre modèle est capable de reproduire les données existantes, que ce soit via un modèle SSC (voir la figure 5.13) ou COMPTON inverse externe (voir la figure 5.14). De plus, nous prévoyons une détection significative de Cen A en ~ 50 h à 5σ par H.E.S.S., en supposant que le rayonnement γ mou soit de nature synchrotron

dans le cas de la modélisation SSC.

Les observations récentes de H.E.S.S. (Aharonian et al. 2009d) confirment cette prédiction. Nous allons maintenant aborder la description détaillée de cette détection, et nous reviendrons à ses implications sur notre modélisation multi-blob à la section 5.3.5.

5.3.3 Observations et résultats de H.E.S.S.

Les deux sous-sections 5.3.3 et 5.3.4 exposées ci-après ont donné lieu à une publication dans *The Astrophysical Journal*, que j'ai co-écrite avec Martin RAUE du MPI-K à Heidelberg, pour la collaboration H.E.S.S. en tant qu'auteur correspondant, et qui peut être trouvée en annexe à la section E.5, page 279.

L'expérience H.E.S.S. a été utilisée pour mener des observations de Cen A entre Avril 2004 et Juillet 2008. Le temps d'observation effectif corrigé des temps morts s'élève à 115 h. Le domaine d'angles zénithaux couvert lors de ces observations va de 20° à 60°, l'angle zénithal moyen étant de $\sim 24^\circ$. Les données ont été prises avec un décalage spatial de 0.5° à 0.7° par rapport à la position nominale du cœur radio, en mode *Wobble*, afin d'estimer simultanément le fond, par la méthode *reflected background*, en utilisant des événements du même champ de vue que les observations de la source (Aharonian et al. 2006b). L'analyse est basée sur les critères de HILLAS avec des coupures standard (Aharonian et al. 2006b), avec un seuil en énergie de ~ 250 GeV pour un angle zénithal de 20°.

La figure 5.15 montre la carte du ciel obtenue par H.E.S.S. des événements de type photon γ en excès, lissée, et centrée sur la position nominale du cœur radio. Un excès est clairement visible à cette position nominale. Une analyse optimisée pour les sources ponctuelles a mis en évidence un excès d'événements à 5σ . Le niveau de confiance de cette détection est calculé, comme toujours dans le domaine THE, en utilisant l'équation (17) de Li & Ma (1983), avec les caractéristiques suivantes : $N_{\text{ON}} = 4199$, $N_{\text{OFF}} = 42513$, $\alpha_{\text{norm}} = 0.091$, donnant alors le nombre d'événements de type photon γ en excès :

$$N_{\text{excess}} = N_{\text{ON}} - \alpha_{\text{norm}} \cdot N_{\text{OFF}} \quad (5.4)$$

soit 330 événements de type photon γ . Comme nous l'avons vu au chapitre 2, dans cette équation, α_{norm} représente le rapport des surfaces entre la zone ON et OFF. Un ajustement de la fonction d'étalement instrumentale de H.E.S.S. aux données de la carte du ciel d'événements donne la position suivante de l'excès γ : $\alpha_{J2000} = 13^{\text{h}}25^{\text{m}}26.4^{\text{s}} \pm 4.6^{\text{s}}_{\text{stat}} \pm 2.0^{\text{s}}_{\text{syst}}$, $\delta_{J2000} = -43^\circ 0.7' \pm 1.1'_{\text{stat}} \pm 30''_{\text{syst}}$. Cette position est tout à fait compatible avec les régions du cœur radio et les parties internes du jet, à l'échelle du kiloparsec (voir la figure 5.16). En supposant un profil de brillance de surface de type gaussien, on obtient une limite supérieure sur l'extension de l'excès γ THE de 0.2° à 95% de niveau de confiance (2σ).

Le spectre différentiel de photon de cette source est représenté sur la figure 5.17. Pour obtenir le spectre d'énergie, nous avons utilisé une coupure moins restrictive sur la distance à la source de $\theta^2 < 0.03 \text{ deg}^2$ pour augmenter la statistique de photons, la coupure standard étant de $\theta^2 < 0.015 \text{ deg}^2$. Bien sûr, nous avons vérifié que ce changement de coupure ne modifie pas les résultats obtenus sur l'ajustement du spectre, et ce avec plusieurs chaînes d'analyse indépendantes. L'ajustement d'une loi de puissance $dN/dE = \Phi_0 \cdot (E/E_0)^{-\Gamma}$, avec $E_0 = 1 \text{ TeV}$ comme énergie pivot, fournit une bonne description des données ($\chi^2/\text{n.d.l.} = 2.76/4$) avec une normalisation

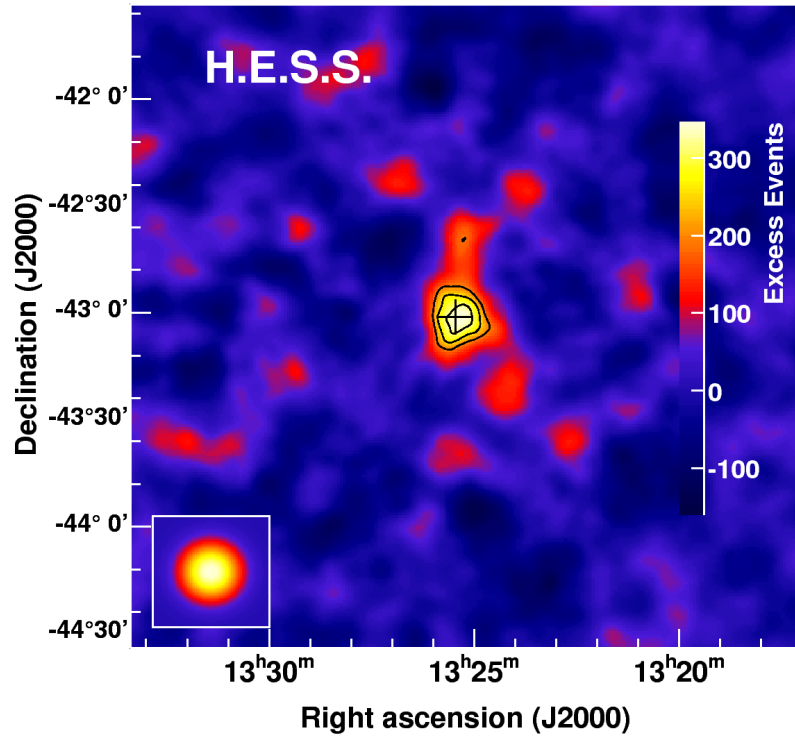


Fig. 5.15: Carte du ciel lissée des excès aux **THE** centrés sur la position du cœur radio de Cen A, obtenue avec **H.E.S.S.** Les contours représentent les niveaux de confiance à 3, 4 et 5σ . L'encart représente la carte des excès attendue pour une source ponctuelle (obtenue à l'aide de simulations Monte Carlo). Le rayon d'intégration est 0.1225° et la carte a été lissée avec une gaussienne bidimensionnelle de rayon 0.02° afin de réduire les effets des fluctuations statistiques. Le fond de rayons cosmiques est estimé en utilisant la méthode *template background* (Rowell 2003).

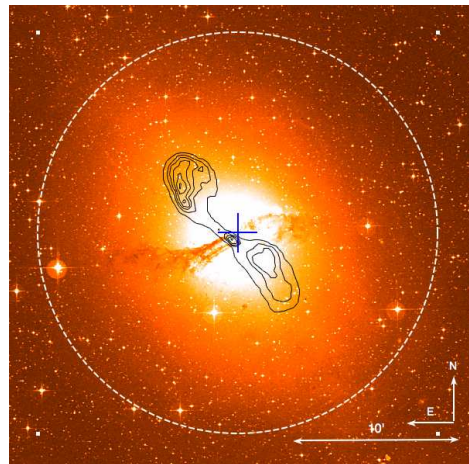


Fig. 5.16: Image optique de Cen A (télescope de Schmidt UK 48 pouces). Les contours radio du VLA (*en noir*, Condon et al. 1996), la position nominale de l'excès **THE** à 1σ d'erreurs statistiques (*croix bleue*), et la limite supérieure sur l'extension de l'émission **THE** (*cercle pointillé blanc*, à 95% de niveau de confiance) sont également représentés.

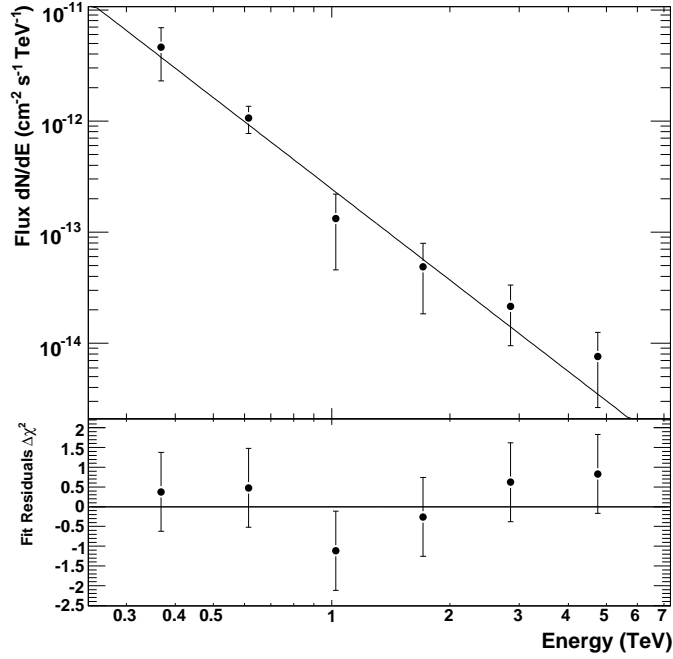


Fig. 5.17: Spectre **THE** de Cen A obtenu à partir des observations **H.E.S.S.** La ligne montre l'ajustement des données par une loi de puissance $dN/dE = \Phi_0 \cdot (E/E_0)^{-\Gamma}$, avec $\Gamma = 2.7 \pm 0.5_{\text{stat}} \pm 0.2_{\text{syst}}$. Le panneau du bas représente les résidus $\Delta\chi^2$ de l'ajustement.

$\Phi_0 = (2.45 \pm 0.52_{\text{stat}} \pm 0.49_{\text{syst}}) \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ et un indice de photons de $\Gamma = 2.73 \pm 0.45_{\text{stat}} \pm 0.2_{\text{syst}}$. Le flux intégré au-dessus de l'énergie seuil $E_{\text{thres}} = 250 \text{ GeV}$ est $\Phi(E > 250 \text{ GeV}) = (1.56 \pm 0.67_{\text{stat}}) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ce qui correspond à $\sim 0.8\%$ du flux de la nébuleuse du Crabe au-dessus du même seuil en énergie (Aharonian et al. 2006b). La luminosité apparente correspondante, *i.e.* non corrigée d'un éventuel effet d'amplification DOPPLER relativiste de l'émission **THE**, est $L(E > 250 \text{ GeV}) \sim 2.6 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$, en adoptant une distance de 3.8 Mpc.

Aucune variabilité ne ressort de ces données, que ce soit à des échelles de temps de 28 minutes, d'une nuit ou d'un mois. À partir de l'erreur sur le flux mesuré en une nuit ($\sim 5\%$ du Crabe), on estime la sensibilité des données à un phénomène éruptif d'une durée de 1 jour. Pour détecter une variabilité à $\sim 4\sigma$ dans les données de Cen A, le flux devrait augmenter d'un facteur ~ 20 en une seule nuit, et d'un facteur ~ 15 pour une détection à 3σ . Ces chiffres sont à comparer à la variation du flux **THE** de M87 d'un facteur ~ 5 -10 sur l'échelle de quelques jours.

L'analyse des données **H.E.S.S.** présentée ici a été effectuée fin 2008 par Martin RAUE. J'ai également participé à une analyse préliminaire d'une partie de ces données à l'aide de **ParisAnalysis** et **HAP** en Décembre 2007. À cette époque, nous avons extrait un signal à $\sim 3.5\sigma$ de niveau de confiance, insuffisant pour certifier une détection de la source.

Luminosité **THE de Cen A :** Nous détaillons ici le calcul général de la luminosité **THE** d'une source détectée au TeV. On connaît le spectre de photons différentiel de Cen A grâce aux mesures de **H.E.S.S.** donné par une loi de puissance $dN/dE = \Phi_0 \cdot (E/E_0)^{-\Gamma}$, avec une normalisation de $\Phi_0 = (2.45 \pm 0.52_{\text{stat}} \pm 0.49_{\text{syst}}) \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ pour une énergie pivot de $E_0 = 1 \text{ TeV}$ et un indice de photons de $\Gamma = 2.73 \pm 0.45_{\text{stat}} \pm 0.2_{\text{syst}}$.

A partir d'un spectre différentiel de photons, on peut en déduire une densité de flux $F_{E_1-E_2}$ dans une bande d'énergie $[E_1; E_2]$, exprimée en $\text{TeV cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, par :

$$\begin{aligned} F_{E_1-E_2} &= \int_{E_1}^{E_2} E \Phi(E) dE \\ &= \int_{E_1}^{E_2} E \Phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} dE \\ &= \Phi_0 E_0^\Gamma \frac{1}{2-\Gamma} \left(E_2^{-\Gamma+2} - E_1^{-\Gamma+2} \right) \end{aligned} \quad (5.5)$$

Pour un indice de photons $\Gamma > 2$, on a donc $E_2^{-\Gamma+2} \xrightarrow{E_2 \rightarrow +\infty} 0$. On obtient ainsi une densité de flux au-dessus de l'énergie seuil $E_{\text{seuil}} = 250 \text{ GeV}$, pour Cen A :

$$\begin{aligned} F(E > 250 \text{ GeV}) &\approx 9.23 \times 10^{-13} \text{ TeV cm}^{-2} \text{s}^{-1} \\ &\approx 1.48 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \end{aligned} \quad (5.6)$$

En supposant alors une distance de $d_L = 3.8 \text{ Mpc}$ pour Cen A, on obtient la luminosité **THE** suivante :

$$\begin{aligned} L(E > 250 \text{ GeV}) &= 4\pi d_L^2 F(E > 250 \text{ GeV}) \\ &\approx 2.6 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1} \end{aligned} \quad (5.7)$$

5.3.4 Interprétation de la découverte de rayons γ **THE** en provenance de Cen A

La figure 5.18 montre la partie haute énergie de la **DSE** de Cen A, des rayons X aux **THE**. Le flux mesuré par **H.E.S.S.** se situe clairement en-dessous des limites supérieures obtenues par les observations **THE** précédentes. En extrapolant le spectre EGRET dans le domaine **THE**, on tombe grossièrement sur le spectre **H.E.S.S.**, bien que la pente la plus douce de l'indice de photons de EGRET soit à préférer, étant donnée la marge d'erreur sur cet indice de photons.

La collaboration *Fermi*/LAT, dont le satellite a été lancé le 11 Juin 2008, a récemment publié sa liste de **NAG** brillants au MeV–GeV suite aux trois premiers mois d'observation (Abdo et al. 2009c). Cette liste comprend 132 sources détectées à plus de 10σ de niveau de confiance. Parmi ces sources, deux radio galaxies sont détectées, Cen A et NGC 1275. Dans cette étude, les auteurs ont publié l'indice de photons et la normalisation de la densité de flux pour ces différents objets dans la bande 0.2–100 GeV, sans plus de détails sur le spectre. Ces informations spectrales des observations de *Fermi*/LAT sont reportées dans la **DSE** de la figure 5.18. On voit que les pentes spectrales entre *Fermi* et **H.E.S.S.** sont en accord, ce qui n'est pas le cas pour la normalisation des spectres. Ceci peut être attribué à plusieurs effets :

- Les informations spectrales révélées par la collaboration *Fermi*/LAT ont été obtenues à l'aide d'une analyse standard utilisée pour toutes les sources de leur liste de **NAG** brillants. Ainsi, une analyse plus raffinée et spécifiquement dédiée à Cen A des données *Fermi*/LAT permettrait peut-être de lever le désaccord ;
- de plus, les observations **H.E.S.S.** et *Fermi* ne sont pas strictement simultanées, et il n'est pas à exclure que le flux à hautes énergies de Cen A ait pu varier

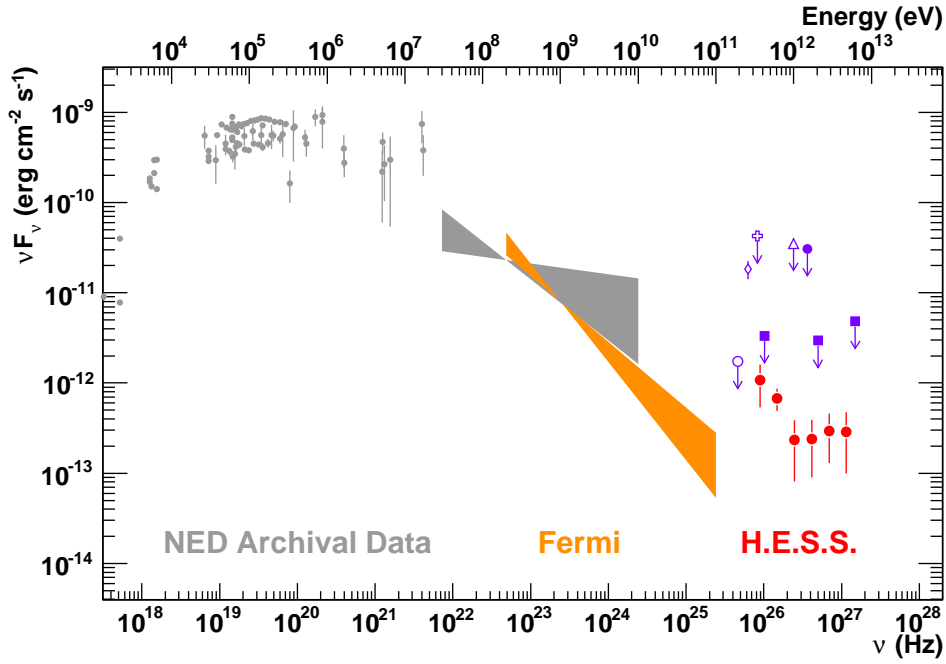


Fig. 5.18: Partie haute énergie de la DSE de Cen A, avec les données de H.E.S.S. et *Fermi*/LAT. Sont représentés : le spectre H.E.S.S. (cercles pleins rouge), les limites supérieures et tentatives de détection précédentes aux THE (en violet, Grindlay et al. 1975 : losange ouvert; Carramiñana et al. 1990 : croix ouverte; Allen et al. 1993 : cercle plein; Rowell et al. 1999 : triangle ouvert; Aharonian et al. 2005 : cercle plein; Kabuki et al. 2007 : carrés pleins), le spectre EGRET dans le domaine du GeV (Sreekumar et al. 1999 : nœud papillon gris), et les données du NED (cercles pleins gris).

entre les deux observations. Toutefois, nous rappelons que le spectre de H.E.S.S. intègre 4 ans de données;

- le satellite *Fermi* est en orbite depuis peu de temps. La calibration utilisée dans la réduction de données de la liste des NAG brillants a été calculée par simulations avant le lancement de *Fermi*, et n'est pas forcément la plus adéquate;
- vu que l'indice de photons de l'analyse *Fermi* est inférieur à 2.0, la partie de leur spectre à haute énergie est moins significative statistiquement que la partie à plus basse énergie;
- cette différence de normalisation peut être réelle et signifierait l'existence de deux composantes spectrales différentes entre les données de *Fermi* et de H.E.S.S. Nous reviendrons sur cette possibilité à la section 5.3.5.

Il convient donc d'attendre de mieux connaître les réactions des instruments en vol et d'établir une nouvelle calibration de *Fermi* avant de conclure trop fermement sur ce désaccord spectral entre les données *Fermi* et H.E.S.S.

On trouve beaucoup d'articles dans la littérature présentant des prédictions d'émission THE en provenance de Cen A, et de radio galaxies en général. Une première classe de modèles stipule que le voisinage immédiat du trou noir supermassif central puisse être à l'origine d'une émission γ THE. Par exemple, Neronov & Aharonian (2007) et Rieger & Aharonian (2008) ont proposé un mécanisme d'accélération de particules dans la magnétosphère d'un trou noir accréant à un taux sub-EDDINGTON, analogue aux modèles d'émission pour les pulsars. Ces auteurs ont appliqué ce modèle avec succès aux données THE obtenues par H.E.S.S. en 2004 et 2005 sur la radio galaxie M 87.

Dans ce modèle, une proportionnalité $L_{IC} \propto M_{BH}$ est attendue entre la luminosité de la composante inverse COMPTON et la masse du trou noir central (cf. équation 12 dans Rieger & Aharonian 2008). La masse du trou noir central de M 87 est de $\sim 3 \times 10^9 M_{\odot}$ (Macchetto et al. 1997), alors que celle pour Cen A est de $\sim 1.1 \times 10^8 M_{\odot}$ (Marconi et al. 2006), le rapport de masse entre les deux est alors de ~ 30 . Toutefois, la luminosité THE de Cen A est dix fois moindre par rapport à celle de M 87. On peut alors penser qu'un tel modèle est tout à fait applicable aux données H.E.S.S. de Cen A.

Des mécanismes similaires à ceux usuellement mis en avant pour les blazars peuvent aussi s'appliquer à Cen A. Ainsi, on s'attend à voir une émission γ THE produite dans les zones centrales du jet de radio galaxies (voir par exemple Bai & Lee 2001; Chiaberge et al. 2001). Étant donné l'angle de 15° – 80° entre l'axe du jet et l'observateur (voir Horiuchi et al. 2006, et les références internes) pour Cen A, l'amplification DOPPLER relativiste est certainement peu élevée dans ces modèles standard. Ghisellini et al. (2005) ont proposé un modèle à deux flots, comprenant une colonne rapide, et une enveloppe plus lente, moyennement relativiste, se propageant dans le jet⁸. Ce modèle a été appliqué avec succès aux données de M 87 (Tavecchio & Ghisellini 2008). Leur modèle reproduisant la DSE de Cen A (voir la figure 3 de Ghisellini et al. 2005), qui était principalement contrainte par les données CGRO de l'époque, coupe à des fréquences plus basses que le domaine exploré par H.E.S.S., mais pourrait probablement s'appliquer aux données H.E.S.S. en raffinant leur paramétrisation (voir aussi Marcowith et al. 1998, dans ce contexte).

Notre modèle SSC multi-blob (Lenain et al. 2008a), exposé à la section 3.10 en page 91, peut aussi très bien reproduire les données H.E.S.S. Nous reviendrons à son application aux données actuelles de H.E.S.S. à la section 5.3.5 à la page 180. Très brièvement, nous rappelons que ce modèle interprète l'émission THE comme provenant de la zone évasée à la base du jet, dans la zone de formation de celui-ci, et par un rayonnement de type SSC. Dans ce modèle, même pour des angles importants entre l'axe du jet et la ligne de visée, une partie du flot se déplace avec un vecteur vitesse pointant vers l'observateur, bénéficiant ainsi d'une amplification DOPPLER relativiste conséquente. Notre prédiction de l'émission THE de Cen A (voir la figure 5.13) est pleinement confirmée au vu de ce résultat (voir la figure 5.19), nous y reviendrons à la section 5.3.5.

Une émission étendue THE pourrait aussi provenir de Cen A, bien que n'étant pas encore spatialement résolue avec H.E.S.S. ou d'autres instruments actuels. Dans ce contexte, Stawarz et al. (2006b) ont proposé que les rayons γ émis dans le voisinage immédiat du noyau actif soient en partie absorbés par le rayonnement stellaire de la galaxie hôte. Cette absorption engendre des paires e^{\pm} qui sont rapidement "isotropisées" et rayonnent en retour des photons γ par diffusion COMPTON inverse externe sur le rayonnement stellaire. La petite taille angulaire du halo de paires isotrope résultant ($\sim 4'$ de diamètre) est tout à fait compatible avec la détection ponctuelle de H.E.S.S., mais pourrait être résoluble par le futur observatoire CTA. La prédiction de l'émission THE de Cen A de Stawarz et al. (2006b), résultant en un flux stationnaire de quelques $10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et un indice de photons de ~ 2.6 dans le domaine du TeV, est en parfait accord avec le spectre H.E.S.S. (voir la figure 5.20).

De plus, des prédictions de l'émission THE pour des radio galaxies ont aussi été obtenues à l'aide de modèles hadroniques. Par exemple, Reimer et al. (2004a) ont proposé un modèle *synchrotron-proton blazar* pour M 87 dans lequel la composante

⁸le modèle *spine & sheath*.

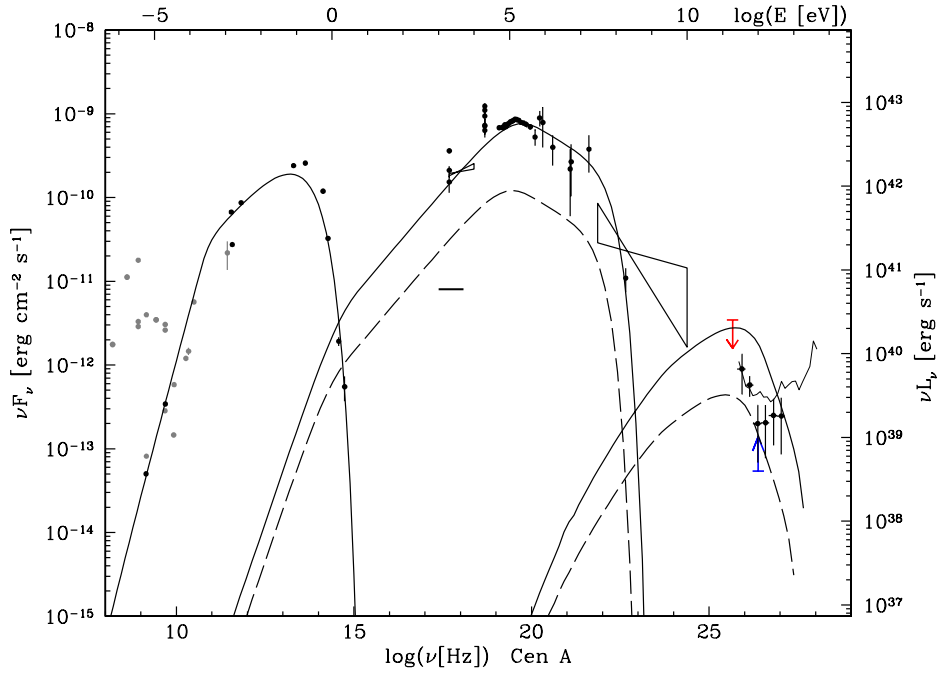


Fig. 5.19: DSE de Cen A, avec notre prédiction pour la partie haute énergie, obtenue avec le modèle multi-blob, avec le spectre de H.E.S.S.

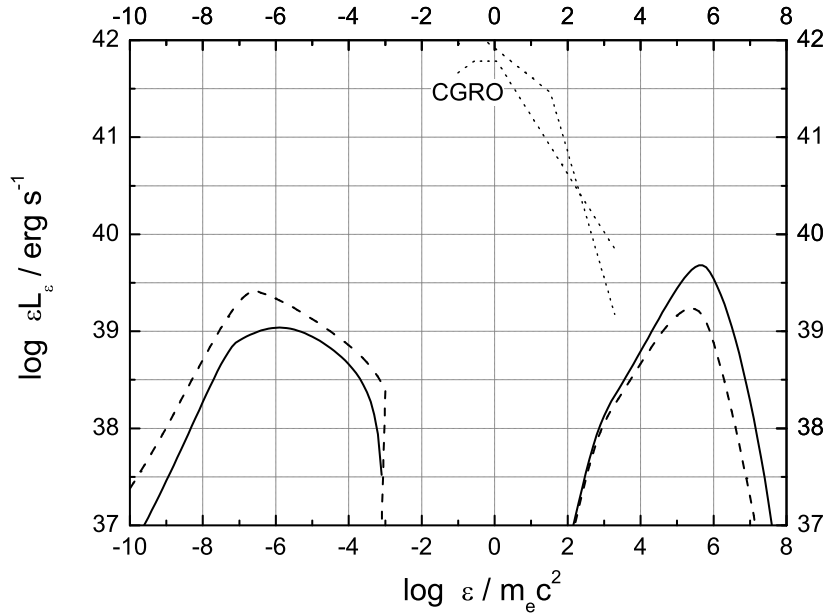


Fig. 5.20: DSE de Cen A attendue dans le cas d'une création d'un halo de paires, pour deux hypothèses différentes sur le champ magnétique au sein de Cen A : $3 \mu\text{G}$ (en courbes pleines) et $10 \mu\text{G}$ (en tiretés). Tiré de Stawarz et al. (2006b).

haute énergie de la **DSE** est interprétée en termes d'émission synchrotron des protons primaires, ou des muons μ^\pm et pions π^\pm secondaires créés dans le jet interne.

À de plus grandes distances et en particulier dans le cas de Cen A, des protons ultra-relativistes d'énergie $E_p < 10^{18}$ eV pourraient être générés par le jet au kpc, et ensuite confinés dans la galaxie hôte par le champ magnétique interstellaire. La bande de poussières de Cen A et le gaz thermique pourraient agir comme des cibles denses de matériau froid pour ces protons, résultant ainsi en une émission γ **THE** par interactions pp et proton-noyaux.

Cuoco & Hannestad (2008), puis Kachelriess et al. (2008) ont considéré Cen A comme une source potentielle de **RCUHE**, au vu des observations **CGRO** et des limites précédentes obtenues avec les télescopes atmosphériques ČERENKOV. Selon le choix pour la fonction d'injection de **RCUHE** dans le modèle de Kachelriess et al. (2008), certaines solutions proposées pour le spectre γ **THE** d'origine hadronique sont compatibles avec nos résultats de **H.E.S.S.** (voir la figure 1 dans Kachelriess et al. 2008).

Les lobes radio géants externes, situés à $\sim 4^\circ$ du cœur radio, pourraient aussi être à l'origine d'une émission γ **THE** (Hardcastle et al. 2009). Cependant, l'excès γ **THE** détecté par **H.E.S.S.** pointe seulement vers la position du cœur radio, du jet au pc/kpc et des lobes radio internes. Seules des limites supérieures aux **THE** ont été obtenues dans le lobe Sud externe par **CANGAROO** (Kabuki et al. 2007).

Récemment, Croston et al. (2009) ont effectué une observation profonde avec *Chandra* du lobe interne Sud-Ouest. L'extrémité de ce lobe radio est localisé à $\sim 5'$ du noyau et révèle une augmentation de l'intensité en rayons X à son bord externe (Kraft et al. 2003). En étudiant la variation spatiale de l'indice spectral en rayons X le long de cette région de choc, Croston et al. (2009) ont montré que l'émission synchrotron provenant de cette région pourrait être analogue à grande échelle au phénomène de bulle en expansion que l'on rencontre généralement dans les restes de supernovæ, comme SN 1006. De plus, ils ont mis en évidence la présence de leptons accélérés jusqu'à des facteurs de LORENTZ individuels de $\sim 10^8$ dans cette région. En outre, de façon très intéressante, l'émission X semble corrélée spatialement aux observations radio de cette même région. Ces auteurs ont aussi entrepris une modélisation du flux attendu aux **THE**, et ce juste avant l'annonce de notre découverte de rayonnement γ **THE** avec **H.E.S.S.** Ils ont en effet modélisé la partie haute énergie de la **DSE** du lobe Sud-Ouest de Cen A en prenant en compte à la fois une diffusion COMPTON inverse externe avec le champ de rayonnement stellaire de la galaxie hôte ainsi que le **CMB** comme rayonnement cible. Leur prédiction de la densité de flux **THE** est tout à fait compatible avec les résultats obtenus avec **H.E.S.S.** Bien que la position de ce lobe est à $\sim 3\sigma$ de la meilleure position de l'émission γ **THE**, elle reste à l'intérieur de notre limite supérieure sur l'extension de la zone **THE**. Une meilleure précision astrométrique sur la position de l'émission au TeV serait très utile pour trancher entre ces différents modèles.

Au-delà des composantes dues au **NAG** enfoui dans Cen A, on peut également se demander si d'autres sources au sein de la galaxie hôte pourraient être des émetteurs au TeV. Par exemple, Kraft et al. (2001) ont détecté plus de 200 sources ponctuelles au sein de Cen A, et les télescopes atmosphériques ČERENKOV actuels ont détecté environ 60 sources **THE** dans notre Galaxie, beaucoup d'entre elles étant associées à des restes de supernovæ (**RSN**) ou à des nébuleuses de vent de pulsar (**NVP**). Cependant, comme nous le détaillons ci-dessous, des ensembles de sources, comme la somme des contributions des **RSN/NVP**, requerrait un trop grand nombre, irréaliste, de sources, ceci en supposant une luminosité typique de $\sim 10^{34}$ – 10^{35} erg s $^{-1}$ au-dessus de 250 GeV par source.

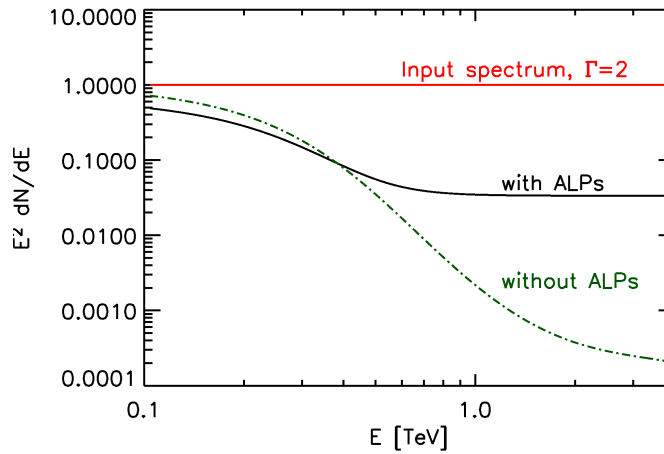


Fig. 5.21: Effet des axions sur le spectre d’une source astrophysique. La courbe du haut représente le spectre de photons γ **THE** émis au niveau de la source. L’acronyme “ALP” signifie *Axion-Like Particle*. La courbe sans ALP correspond au cas habituel d’absorption par l’**EBL** uniquement. Tiré de [Simet et al. \(2008\)](#).

Origine de l’émission **THE de Cen A d’une contribution collective de pulsars et de restes de supernovæ ?** On peut en effet se demander si l’émission **THE** de Cen A pourrait provenir d’une contribution collective des pulsars et des restes de supernova hébergés dans la galaxie hôte NGC 5128. En supposant ce scénario, on peut calculer approximativement le nombre de sources requises contribuant à hauteur du flux **THE** observé.

En supposant un flux différentiel typique pour une telle source avec $\Phi_0 \sim 10^{-11}$ phot cm $^{-2}$ s $^{-1}$ à $E_0 = 1$ TeV, avec un indice de photons $\Gamma \sim 3$ pour une source distante de 5 kpc, en se basant sur le spectre typique de sources similaires connues dans notre Galaxie, cela requerrait plus de 10^4 sources de ce type dans Cen A. En comparant ce nombre à de telles sources connues dans notre Galaxie, et avec les observations de sources ponctuelles effectuées par *Chandra*, ce nombre paraît bien trop surestimé. Nous concluons donc que la majeure partie du flux **THE** observé par **H.E.S.S.** ne provient *pas* d’une contribution collective de pulsars, plérions et restes de supernova.

Des modèles plus exotiques, de type *top-down*, stipulent l’existence de particules de type *axion* qui pourraient engendrer du rayonnement γ **THE**. Originellement, l’axion est une particule hypothétique qui a été introduite en 1977 dans la théorie de PECCEI-QUINN pour résoudre la violation de la symétrie *CP* en chromodynamique quantique ([Peccei & Quinn 1977](#)). Cette particule serait faiblement massive et interagirait avec les autres particules par interaction faible uniquement. Elle aurait toutefois la propriété de pouvoir osciller en photon en présence d’un champ magnétique fort, *i.e.* :

$$a \xleftrightarrow{\vec{B}} \gamma \quad (5.8)$$

Ainsi, les axions pourraient être créés dans des sources astrophysiques et pourraient se changer en photons **THE** lors de leur propagation vers la Terre, ce qui augmenterait le flux γ **THE** classiquement attendu, rentrant alors en compétition avec l’absorption par l’*extragalactic background light* (**EBL**).

La figure 5.21 montre l’effet de l’existence de particules de type axion sur le spectre γ THE observable depuis la Terre (Simet et al. 2008). La proximité de Cen A fait qu’un tel effet exotique pourrait être observable. Pour des exemples d’applications astrophysiques, nous invitons le lecteur à se référer aux travaux de Hochmuth & Sigl (2007), Hooper & Serpico (2007) ou encore Simet et al. (2008). Nous avons présenté ici cette possibilité à titre illustratif, mais nous privilégions une interprétation plus “classique” du rayonnement γ THE en provenance de Cen A.

De plus amples informations sur la position précise de l’excès THE, sur la forme spectrale, et sur une éventuelle variabilité sont requises pour différencier les différents modèles d’émission. Toutefois, on peut déjà dire que si l’émission THE est due à un processus de type blazar non-aligné – dans le cas de modèles d’émission leptonique ou hadronique du jet typique pour les blazars – la proximité de Cen A et l’orientation de son jet en font un laboratoire de choix pour étudier de tels processus d’émission et la physique des jets relativistes dans les blazars en général. Si l’émission THE provient d’un autre processus – comme par exemple des RCUHE interagissant avec le milieu interstellaire ambiant, ou un processus analogue aux RSN – cela serait encore plus excitant en un sens, et diversifierait les processus physiques sondés dans le domaine THE. De plus, une émission hadronique mise en évidence dans Cen A ouvrirait peut-être la voie à une véritable astronomie multi-messager, de par les différentes émissions de neutrinos, de rayons cosmiques et γ associées.

5.3.5 Retour sur la prédiction de flux THE de Cen A

Notre prédiction du flux de Cen A présentée à la section 5.3.2 a été faite en 2007, au moment où aucun signal n’était détecté avec H.E.S.S. sur Cen A, bien que des observations étaient en cours. Comme nous venons de le voir, en 2008, Cen A est enfin détectée à 5σ après 115 h effectives d’observation. Deux jours après la soumission à *ApJ* de notre papier de découverte avec H.E.S.S., la collaboration *Fermi*/LAT publie sa liste de NAG brillants, dans laquelle apparaissent deux radio galaxies, dont Cen A (Abdo et al. 2009c). À la section 5.3.4, nous avons décrit et tenté de comprendre la différence de normalisation entre les spectres H.E.S.S. et *Fermi*.

Au vu des données récentes de H.E.S.S. et *Fermi*, l’hypothèse selon laquelle les rayons γ mous observés par *CGRO* seraient d’origine synchrotron semble l’emporter sur leur nature COMPTON inverse. Cependant, on peut aussi imaginer que la bosse COMPTON inverse soit très large en énergie pour Cen A et pourrait englober les données des rayons X jusqu’au THE (voir par exemple la figure 5.22). Ceci soulèverait toutefois d’importantes questions sur le bilan énergétique et la population de particules sous-jacentes dans les différents modèles radiatifs. Par exemple, l’énergie maximale des particules requise serait alors anormalement importante ($\gamma_c \sim 10^9$ – 10^{10} , voire plus) par rapport à ce que l’on déduit des observations pour d’autres objets.

Concernant de nouveau le détail des données *Fermi*, même si le spectre haute énergie réel de Cen A peut être plus complexe que la loi de puissance proposée par la première analyse *Fermi*, nous considérons ici cette hypothèse de type loi de puissance comme une première approximation, avec toutes les réserves liées à ces résultats préliminaires précédemment évoquées. De plus, l’analyse *Fermi*/LAT semble révéler une émission haute énergie constante lors des trois premiers mois d’observation. Ce comportement confirme les résultats précédents de Sreekumar et al. (1999) sur les données *CGRO*/EGRET. Nous modélisons donc ensemble les données EGRET et *Fermi*/LAT.

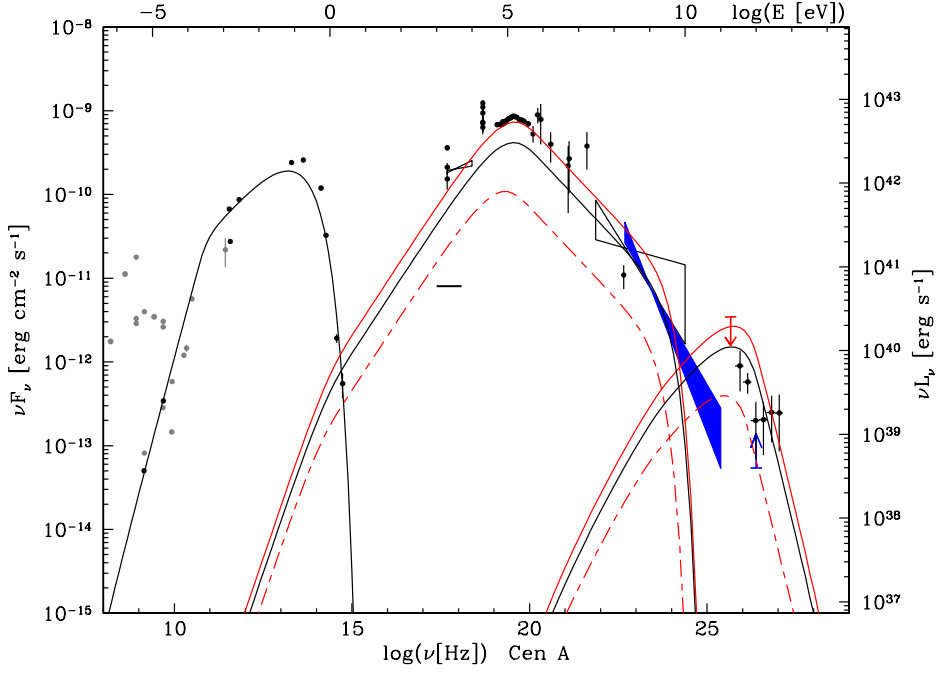


Fig. 5.22: DSE de Cen A prédite dans le cadre du modèle multi-blob, mise à jour avec les données récentes de **H.E.S.S.** et *Fermi*.

Tab. 5.4: Paramètres du modèle **SSC** multi-blob pour Cen A mis à jour.

Parameter	Section 5.3.2	Mise à jour
Γ_b	20	15
θ	25°	25°
$R_{\text{cap}} (r_g)$	100	160
B (G)	10	10
r_b (cm)	8.0×10^{13}	9.5×10^{13}
K_1 (cm $^{-3}$)	4.0×10^4	3.0×10^3
n_1	2.0	1.7
n_2	3.5	3.9
γ_{min}	10^3	10^3
γ_b	3.5×10^5	4.0×10^5
γ_c	6.0×10^6	5.0×10^7

Sur la figure 5.22, nous présentons un résultat mis à jour en utilisant notre modèle **SSC** multi-blob, en modifiant légèrement les paramètres par rapport à notre papier [Lenain et al. \(2008a\)](#). La courbe en trait gras représente la moyenne entre les deux cas géométriques extrêmes “on-blob” (*lignes pleines rouges*) et “inter-blob” (*lignes pointillées rouges*). Nous présentons dans le tableau 5.4 les paramètres correspondants. Pour comparaison, ce tableau comprend également les paramètres du modèle utilisé dans la section 5.3.2 pour le scénario supposant que les données **CGRO** sont de nature synchrotron. On peut remarquer que le champ magnétique requis pour décrire correctement les données est ici particulièrement important, impliquant une densité d’énergie magnétique de $U_B \sim 4 \text{ erg cm}^{-3}$ à comparer à une densité d’énergie cinétique des particules relativistes $U_{\text{part}} \sim 0.4 \text{ erg cm}^{-3}$ (voir l’équation (6.1) plus loin). Ceci suggère que le jet de Cen A serait largement dominé par le champ magnétique au détriment de la

cinétique des particules (voir aussi le chapitre 6).

5.4 Perspectives sur les radio galaxies aux **THE**

Cen A et M 87 représentent un riche potentiel pour les futures expériences **THE**. Nos données **H.E.S.S.** actuelles sont tout juste insuffisantes pour différencier les régions émettrices possibles. Avec une meilleure sensibilité (d'un facteur ~ 10), une meilleure précision astrométrique et une meilleure résolution angulaire ($\sim 5''$ et $\sim 1'$ respectivement, [Hermann et al. 2007](#)), l'observatoire **CTA** devrait permettre de localiser plus précisément le site d'émission **THE**, et peut-être, de mettre en évidence des sources d'émission **THE** multiples au sein de Cen A. Plus généralement, les détections de Cen A, M 87 et du centre galactique en rayons γ **THE** soulèvent la question suivante : une émission γ **THE** peut-elle être une caractéristique commune à tous les **NAG** ? La sensibilité des expériences actuelles n'est très certainement pas suffisante pour répondre à cette question, mais l'on peut espérer que **CTA** et **AGIS** seront capables de détecter de larges échantillons de sources pour y apporter quelques éléments de réponse.

Chapitre 6

Étude des Noyaux Actifs de Galaxies connus aux très hautes énergies

Seeing, contrary to popular wisdom, isn't believing. It's where belief stops, because it isn't needed any more.

Discworld : Pyramids
Terry PRATCHETT (1948–)

Sommaire

6.1	L'échantillon de sources	184
6.1.1	Cen A	186
6.1.2	M 87	187
6.1.3	Mrk 421	187
6.1.4	Mrk 501	188
6.1.5	1ES 2344+514	189
6.1.6	Mrk 180	190
6.1.7	1ES 1959+650	190
6.1.8	BL Lac	191
6.1.9	PKS 0548–322	192
6.1.10	PKS 2005–489	192
6.1.11	RGB J0152+017	193
6.1.12	W Comae	194
6.1.13	PKS 2155–304	194
6.1.14	RGB J0710+591	195
6.1.15	H 1426+428	195
6.1.16	1ES 0806+524	196
6.1.17	1ES 0229+200	197
6.1.18	PKS 1424+240	198
6.1.19	H 2356–309	198
6.1.20	1ES 1218+304	198
6.1.21	1ES 1101–232	199
6.1.22	1ES 0347–121	200
6.1.23	1ES 1011+496	201

6.1.24	S5 0716+714	201
6.1.25	La polémique autour de 3C 66A/B	203
6.1.26	3C 279	204
6.1.27	PG 1553+113	205
6.2	Discussion de l'échantillon des NAG connus aux THE	205
6.3	Validité du scénario SSC et conclusions	211

Ce travail a été effectué en collaboration avec nos collègues de l'Université de Durham (Royaume-Uni) : Martin WARD, Paula CHADWICK et Michael DANIEL. Cette collaboration m'a conduit à passer 3 mois à Durham pendant l'été 2008, en bénéficiant du programme Marie CURIE *Early Stage Training* sous contrat MEST-CT-2005-021074. Je remercie chaleureusement ici Martin WARD et Paula CHADWICK d'avoir pu rendre cette visite possible. Je remercie également tous les collègues suivants qui ont bien voulu partager leurs données très hautes énergies (**THE**) utilisées ci-après : Dr. M. BEILICKE, Dr. W. BENBOW Dr. P. COGAN, Dr. A. DJANNATI-ATAÏ, Dr. P. FORTIN, Dr. M. HAYASHIDA, Dr. D. MAZIN, Dr. D. PANEQUE, Dr. D. PETRY, et Dr. M. RAUE, qui, respectivement, m'ont gentiment fourni les données de **VERITAS** sur W Comae, de **H.E.S.S.** sur 1ES 0229+200, de **VERITAS** sur 1ES 0806+524, de **CAT** sur H 1426+428, de **VERITAS** sur 1ES 1218+304, de **MAGIC** sur BL Lac, de **MAGIC** sur Mrk 180 et 3C 66B, de **MAGIC** sur Mrk 501, de Whipple sur H 1426+428, et de **H.E.S.S.** sur 1ES 0347–121.

6.1 L'échantillon de sources

Notre but est tout d'abord de regrouper l'ensemble des observations **THE** acquises sur les 28 Noyaux Actifs de Galaxies (**NAG**) connus au TeV¹, provenant principalement de **VERITAS**, **MAGIC** et **H.E.S.S.**, et de les modéliser dans un cadre Synchrotron self-COMPTON (**SSC**) stationnaire simple. Des activités éruptives importantes ont été observées pour certaines de ces sources, nommément 1ES 2344+514, Mrk 501, 1ES 1959+650 et PKS 2155–304. Observationnellement et au niveau de la statistique des événements enregistrés, une détection positive d'une source en état d'éruption est relativement aisée à obtenir, à condition toutefois de bénéficier d'observations régulières et/ou d'une bonne coordination d'observations dans d'autres longueurs d'onde pouvant fournir une alerte. Cependant, la détection d'un niveau d'activité calme et stationnaire aux **THE** est plus ardue pour une source donnée. En effet, un état calme s'accompagne d'un flux relativement bas et présuppose donc un temps d'observation effectif très long aux **THE** pour obtenir une détection significative. Il n'a pas encore été possible de caractériser correctement et avec précision un état calme dans le domaine **THE**, sauf peut-être pour le blazar PKS 2155–304 (Aharonian et al. 2009, en préparation, ou Lenain et al. 2008b). Malheureusement, l'échantillon de sources présentées ici est naturellement biaisé vers les états hauts d'activité, plus facile à détecter, ainsi que biaisé en faveur d'objets de type *high-frequency-peaked BL Lac* (**HBL**), à cause des stratégies d'observations des objets extragalactiques en vigueur au sein des différentes collaborations opérant des instruments à imagerie ČERENKOV atmosphérique à ce jour.

Nous présentons ci-dessous brièvement chaque **NAG** particulier connu aux **THE**, en les ordonnant par décalage vers le rouge croissant, et en nous focalisant sur l'historique

¹nombre connu pendant la rédaction de ce manuscrit, au 28/06/2009. Pour la liste des sources mise à jour, voir le site <http://tevcat.uchicago.edu/>.

des observations **THE** pour chaque source². La plupart des données en rayons X utilisées proviennent de la base de données **BZCat**³ (Massaro et al. 2009). Le tableau 6.1 résume l'échantillon de **NAG** aux **THE** considéré ici.

Nous allons ensuite modéliser l'émission multi-longueurs d'onde de l'ensemble de ces sources à l'aide de notre code **SSC** stationnaire **sblob**, décrit à la section 3.9, et en utilisant une loi de puissance brisée pour la distribution en énergie des électrons et positrons (**DEE**) comme expliqué au chapitre 3. Nous nous focaliserons dans cette partie sur la modélisation de la partie à haute énergie (rayons X et γ) des distributions spectrales en énergie (**DSE**) des sources considérées. Ainsi, nous ne présentons pas de modélisation pour la contribution d'un jet étendu, rayonnant principalement dans la partie radio/optique du spectre. Les données optiques utilisées ici ne sont pas corrigées des contributions éventuelles d'une galaxie hôte sous-jacente, d'un disque d'accrétion et du jet étendu. Ainsi, les points optiques seront considérés comme étant des limites supérieures strictes pour la modélisation du rayonnement de la zone compacte étudiée dans ces différents **NAG**.

Nous allons nous attacher autant que possible à caractériser des états bas d'activité pour les différentes sources. Les paramètres pour le modèle **SSC** stationnaire utilisé pour chaque source se trouvent dans le tableau 6.4. Tout au long de ce travail, nous avons adopté le modèle d'*extragalactic background light* (**EBL**) de Kneiske et al. (2002, 2004), qui a l'avantage de fournir de manière semi-analytique les coefficients d'absorption par l'**EBL** pour le décalage vers le rouge de son choix, et est donc directement applicable à n'importe quelle source de notre échantillon.

Cette étude est motivée entre autres par les travaux précédents de Fossati et al. (1998), qui ont introduit la "séquence des blazars", suggérant une anti-corrélation entre la fréquence du pic d'émission synchrotron ν_s^{peak} et la densité de flux observée à ce pic $\nu_s F_s(\nu_s)^{\text{peak}}$ pour différents blazars. Les **NAG** au TeV représentent un sous-ensemble de cette séquence. Notre but est d'explorer l'extension de cette séquence dans le domaine **THE** et particulièrement d'étudier les propriétés de la branche **THE**. Nous pouvons noter que Wagner (2008) a commencé une telle étude, en se basant sur les 17 blazars connus aux **THE** à ce moment-là. Cet auteur propose également une étude statistique de ces **NAG** au TeV à partir des densités de flux observées aux **THE**, mais sans modéliser leur émission multi-longueurs d'onde, contrairement à ce que nous allons présenter ici.

Lorsque des modèles sont déjà fournis dans la littérature, nous avons repris les paramètres publiés pour les réutiliser dans notre code **sblob**, ceci permettant d'avoir des modélisations calculées avec le même code de façon homogène, et dans certains cas nous proposons également un modèle alternatif. De plus, afin de contraindre l'espace des paramètres disponibles, lorsque nous avons calculé nos propres modèles, nous avons choisi autant que possible des paramètres typiques proches de $\delta_b = 20$, $B = 0.10$ G et $n_1 = 2.0$, souvent utilisés pour les blazars au TeV. En effet, la dynamique actuelle des détecteurs ČERENKOV est au maximum de l'ordre de 10^4 , vues les observations de densités de flux **THE** comprises entre $\sim 1\%$ (par exemple pour Cen A ou NGC 253) et $\sim 1000\%$ (pour les éruptions de PKS 2155–304 de 2006) de celle de la nébuleuse du Crabe, et généralement de l'ordre de 10^2 à 10^3 dans les conditions standard d'observation des **NAG**. L'effet d'amplification DOPPLER induit des augmentations apparentes de flux, typiquement en δ_b^3 (voir l'équation (3.25)), soit d'un ordre $> 10^3$. Dans ces

²ce qui a été grandement simplifié grâce à l'aide de la base TeVCat : Horan & Wakely (2008) et <http://tevcat.uchicago.edu>.

³<http://www.asdc.asi.it/bzcat/>.

Tab. 6.1: Sources extragalactiques détectées aux **THE** connues au 28/06/2009, ordonnées par ascension droite croissante.

Source	Type	Décalage vers le rouge	Référence de découverte aux THE
RGB J0152+017	HBL	0.080	Aharonian et al. (2008k)
3C 66A	IBL	0.444 ?	Acciari et al. (2009b)
3C 66B	FR I	0.0215	Aliu et al. (2009)
1ES 0229+200	HBL	0.1396	Aharonian et al. (2007c)
1ES 0347−121	HBL	0.1880	Aharonian et al. (2007d)
PKS 0548−322	HBL	0.068998	Aharonian et al. (2007e, p. 138)
RGB J0710+591	HBL	0.125	Ong (2009a)
S5 0716+714	LBL	0.300	Teshima (2008)
1ES 0806+524	HBL	0.138	Acciari et al. (2009c)
1ES 1011+496	HBL	0.212	Albert et al. (2007b)
1ES 1101−232	HBL	0.186	Aharonian et al. (2006e)
Mkn 421	HBL	0.0300	Punch et al. (1992)
Mkn 180	HBL	0.0460	Albert et al. (2006b)
1ES 1218+304	HBL	0.182	Albert et al. (2006c)
W Comae	IBL	0.1020	Acciari et al. (2008c)
M 87	FR I	0.004233	Aharonian et al. (2004d)
3C 279	FSRQ	0.53620	Albert et al. (2008c)
Cen A	FR I	0.001830	Aharonian et al. (2009d)
PKS 1424+240	IBL	0.16 ?	Ong (2009b)
H 1426+428	HBL	0.129	Horan et al. (2002)
PG 1553+113	HBL	?	Aharonian et al. (2006f)
Mkn 501	HBL	0.033640	Quinn et al. (1996)
1ES 1959+650	HBL	0.048	Nishiyama et al. (1999)
PKS 2005−489	HBL	0.071022	Aharonian et al. (2005j)
PKS 2155−304	HBL	0.117	Chadwick et al. (1999a)
BL Lac	LBL	0.0688	Albert et al. (2007c)
1ES 2344+514	HBL	0.044	Catanese et al. (1998)
H 2356−309	HBL	0.1671	Aharonian et al. (2006e)

conditions, la majorité des **NAG** détectés ne l’auraient pas été s’ils n’avaient pas bénéficié d’un fort renforcement DOPPLER, sauf peut-être pour les sources les plus proches. Ainsi nous pouvons considérer que l’échantillon de **NAG** détectés bénéficie majoritairement d’un effet d’amplification DOPPLER relativiste fort, avec typiquement $\delta_b \approx 20$.

6.1.1 Cen A

Nous reportons le lecteur à la section 5.3 pour une discussion détaillée sur cette radio galaxie. Pour notre étude statistique, nous utilisons ici la solution présentée sur la figure 5.19, en utilisant notre code **sblob** avec des paramètres donnant une distribution spectrale en énergie (**DSE**) identique à celle de la figure 5.19, afin de “mimer” le comportement du modèle multi-blob avec le code **sblob**. Bien que non physique, cette procédure permet d’utiliser le code **sblob** de manière systématique pour tous les objets, indépendamment de l’orientation de leur jet, et de pouvoir comparer simplement les paramètres des différentes sources. Nous avons vérifié que cette méthode donne des paramètres similaires à ceux utilisés dans le cadre de l’interprétation **SSC** multi-blob.

6.1.2 M 87

Nous reportons ici le lecteur à la section 5.1 pour une discussion détaillée sur M 87. En quelques mots, nous rappelons que M 87 est une radio galaxie proche ($z = 0.00423$), premier objet extragalactique n'appartenant pas à la catégorie des blazars détecté aux THE par la collaboration HEGRA (Beilicke et al. 2004). Cette découverte a ensuite été confirmée par la collaboration H.E.S.S. (Aharonian et al. 2006g), qui rapporte une variabilité rapide avec un temps caractéristique de ~ 2 jours, résultant en la contrainte $r_b/\delta_b < 5 \times 10^{15} \delta_b$ cm. Récemment, VERITAS a aussi détecté M 87 au printemps 2007 (Acciari et al. 2008b). MAGIC (Albert et al. 2008b) a également détecté une nouvelle activité éruptive dans M 87 grâce à des observations menées en Février 2008. M 87 est donc détectée par tous les instruments à imagerie ČERENKOV atmosphérique majeurs actuellement en opération.

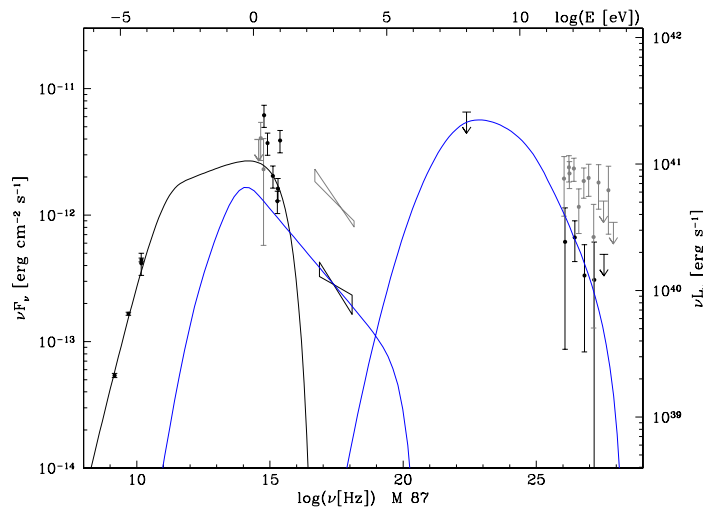


Fig. 6.1: DSE de M 87.

Nous présentons sur la figure 6.1 une DSE de M 87, en utilisant notre code `sblob` avec des paramètres similaires à nos résultats obtenus avec le modèle multi-blob, afin de “mimer” le comportement de ce dernier. Comme dans le cas de Cen A, nous rappelons que, bien que non physique, cette procédure permet de comparer directement les paramètres entre des objets de classes différentes.

6.1.3 Mrk 421

Mrk 421 est une source de rayons γ THE très connue. Il s’agit en effet de la première source extragalactique détectée aux THE, par la collaboration Whipple (Punch et al. 1992), et la seconde source après la nébuleuse du Crabe à avoir été détectée de façon ferme avec la technique d’imagerie ČERENKOV atmosphérique, encore une fois par la collaboration Whipple (Weekes et al. 1989). Dès lors, Mrk 421 a été intensivement observé aux THE par Whipple (Schubnell et al. 1996; Zweerink et al. 1997; Krennrich et al. 1999; Maraschi et al. 1999; Krennrich et al. 2002; Horan et al. 2009), CAT (Piron et al. 2001; Giebels et al. 2007), HEGRA (Petry et al. 1996; Aharonian et al. 1999a, 2002b), CANGAROO II (Okumura et al. 2002), H.E.S.S. (Aharonian et al. 2005k), MAGIC (Albert et al. 2007e), CELESTE (Smith et al. 2006), STACEE (Boone et al.

2002; Carson et al. 2007), TACTIC (Yadav et al. 2007), le réseau Tibet III (Amenomori et al. 2003), et MILAGRO (Atkins et al. 2004).

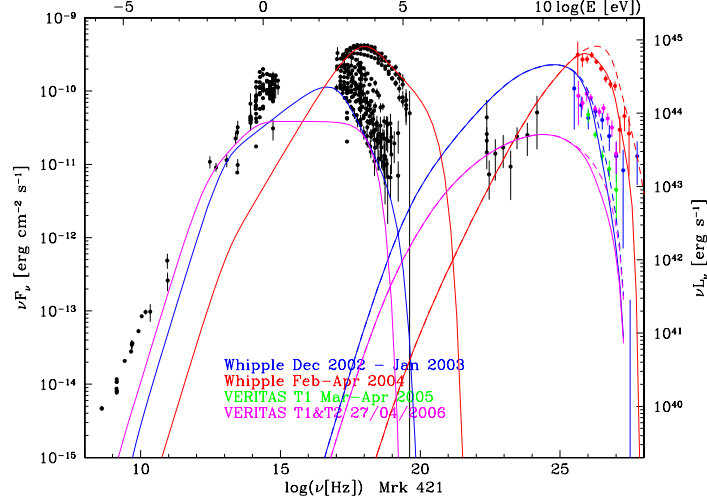


Fig. 6.2: DSE de Mrk 421.

Très récemment, Mrk 421 a également fait l'objet d'une campagne conjointe AGILE/**MAGIC/VERITAS** (Donnarumma et al. 2009). Nous présentons sur la figure 6.2 la DSE de cet objet, avec différentes solutions SSC stationnaires pour les différents états d'activité observés. Dans notre étude systématique, nous utiliserons uniquement les paramètres donnant la solution représentée en courbes pleines bleues correspondant à l'état le moins actif.

6.1.4 Mrk 501

Mrk 501 est également un objet très étudié dans le domaine **THE**. Il a été découvert par Quinn et al. (1996) en utilisant le télescope Whipple. Cette détection a été rapidement confirmée par la collaboration **HEGRA** (Bradbury et al. 1997).

Cette source a ensuite été étudiée avec différentes expériences, et ce spécialement parce qu'en 1997, Mrk 501 a connu un long état de forte activité, pendant 6 mois. Les instruments suivants ont entrepris des observations de cet objet : **CAT** (Djannati-Ataï et al. 1999), **HEGRA** (Aharonian et al. 1997, 1999b,c,d, 2001), Whipple (Quinn et al. 1999), le télescope ČERENKOV atmosphérique Mark VI de l'Université de Durham (Chadwick et al. 1999b), le réseau Tibet Air Shower (Amenomori et al. 2000), le Telescope Array Prototype (Hayashida et al. 1998), Milagrito (Atkins et al. 1999), et TACTIC (Godambe et al. 2008).

Récemment, comme nous l'avons déjà indiqué à la section 4.2.3.2, Mrk 501 s'est aussi révélé être l'un des deux seuls **NAG** au TeV connus exhibant une variabilité rapide aux **THE** avec un temps caractéristique de ~ 2 min (Albert et al. 2007a). Sur la figure 6.3, nous présentons une compilation de ces données, en incluant des solutions SSC stationnaires pour quelques états d'activité différents. Pour notre étude statistique suivante, nous utiliserons les paramètres de la solution en magenta sur cette figure, correspondant à un état moyen en rayons X et un état bas aux **THE**, dont la solution a été initialement présentée par Katarzyński et al. (2001).

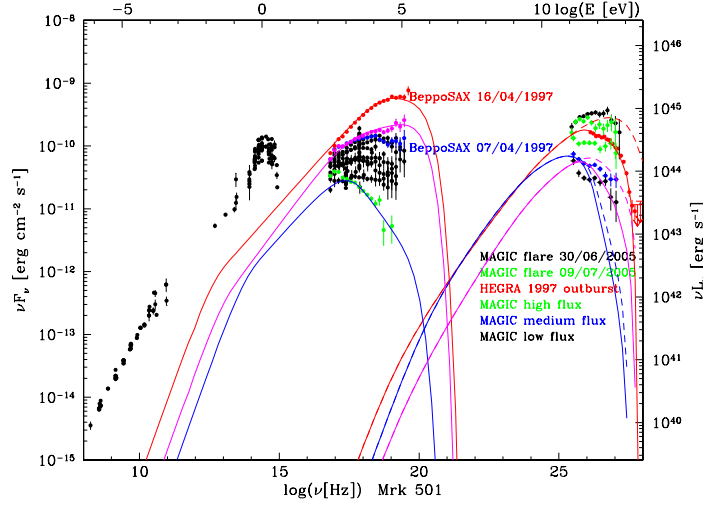


Fig. 6.3: DSE de Mrk 501.

6.1.5 1ES 2344+514

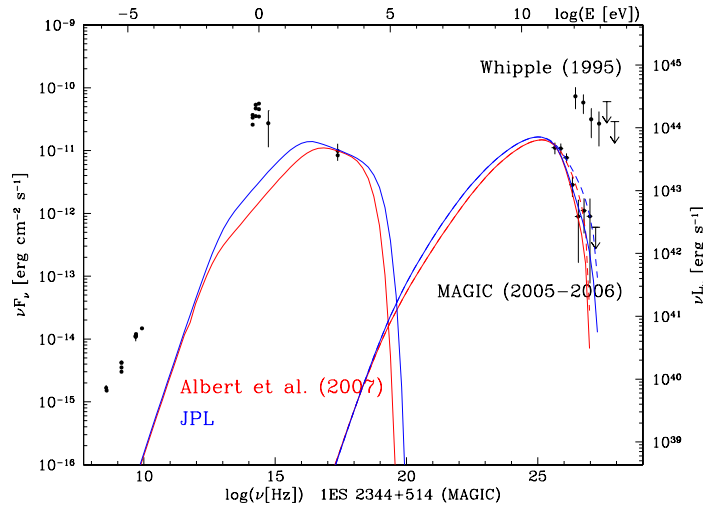


Fig. 6.4: DSE de 1ES 2344+514.

Dans le domaine **THE**, 1ES 2344+514 a été découvert par Whipple (Catanese et al. 1998), puis ensuite détecté par **MAGIC** (Albert et al. 2007d). Il s'agit également de l'un des premiers **NAG** détectés au TeV. Pour cette source en particulier, les informations disponibles dans le domaine X sont si rares que même un simple modèle **SSC** à une zone avec un minimum de paramètres libres est dégénéré. En effet, deux ensembles différents de paramètres viables (ceux de Albert et al. 2007d, et les nôtres) résultent en quasiment la même **DSE** observée (voir la figure 6.4). Cependant, nous n'avons pas de contrainte importante sur l'émission en rayons X de cet objet, mais on peut remarquer que les données de **MAGIC** correspondent à un état bas d'activité par rapport à l'éruption reportée par Whipple, ce qui justifie ici l'usage d'une modélisation **SSC** stationnaire.

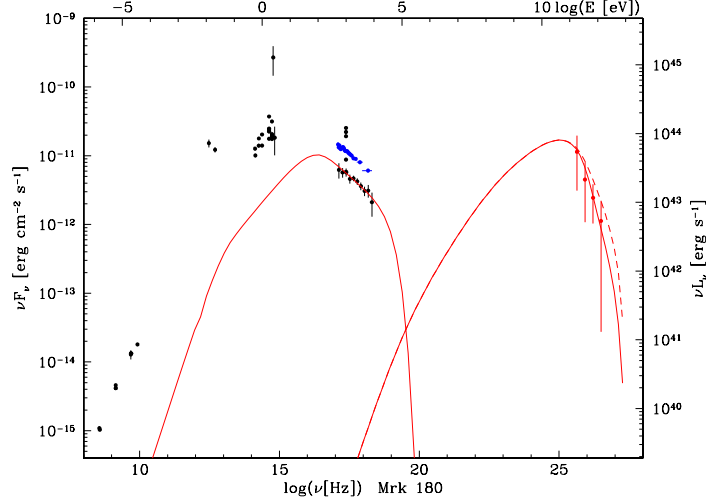


Fig. 6.5: DSE de Mrk 180.

6.1.6 Mrk 180

Mrk 180 est une **HBL**, observée en état haut en optique, ce qui a déclenché des observations **THE** avec le télescope de **MAGIC** en Mars 2006 (Albert et al. 2006b). Ces observations ont résulté en une détection de rayons γ **THE** à un niveau de confiance de 5.5σ , et pour la première fois grâce à un déclenchement des observations **THE** suite à des mesures en optique. La figure 6.5 montre la DSE de Mrk 180, incluant les données de **MAGIC** ainsi que notre modélisation **SSC**. Les points en bleu sur la figure représente une analyse de données *XMM* de notre crû, suite à des observations du 12/04/2001, et ce seulement afin d'illustrer qualitativement la variabilité en rayons X de cet objet.

6.1.7 1ES 1959+650

1ES 1959+650 est l'un des premiers **NAG** à avoir été détecté aux **THE**. Il a été découvert par la collaboration *Utah Seven Telescope Array* en 1998 (Nishiyama et al. 1999). Depuis, cet objet a été détecté de nombreuses fois par Whipple (Holder et al. 2003; Daniel et al. 2005; Gutierrez et al. 2006) et **MAGIC** qui l'ont vu en Septembre et Octobre 2004 dans un état bas d'activité (Albert et al. 2006d), puis encore à un faible niveau aux **THE** en Mai 2006 avec **MAGIC** (Tagliaferri et al. 2008). Nous n'avons toutefois pas ces données en état bas à disposition.

Cet objet est très célèbre dans la communauté γ **THE** pour ses éruptions orphelines⁴ aux **THE** des 16 et 17 Mai 2002, et spécialement début Juin 2002 (Djannati-Ataï 2003; Holder et al. 2003; Daniel et al. 2005). Cette dernière éruption a déclenché une campagne multi-longueurs d'onde (voir par exemple Krawczynski et al. 2004) indiquant qu'effectivement aucune variabilité en rayons X n'a accompagné cet événement extrême au TeV, suite à des observations avec *ROSSI X-ray Timing Explorer* (**RXTE**).

Nous présentons notre modélisation multi-longueurs d'onde de 1ES 1959+650 sur la figure 6.6, sur laquelle nous montrons aussi le modèle **SSC** prisé pour l'éruption orpheline au TeV de Krawczynski et al. (2004). Ces deux modèles montrent bien la flexibilité du cadre **SSC** simple : alors que la partie **THE** est similaire pour les deux solutions, des contributions en rayons X très différentes peuvent être générées.

⁴c'est-à-dire sans variation associée en rayons X.

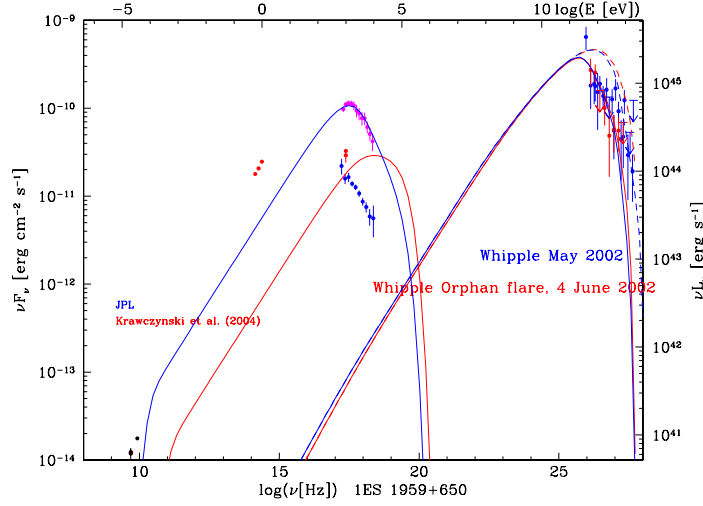


Fig. 6.6: DSE de 1ES 1959+650 pour l'éruption **THE** orpheline du 4 Juin 2002. Le modèle SSC provient de Krawczynski et al. (2004), Fig. 12 (*droite*).

Comme nous l'avons décrit au chapitre 4, en étudiant la seconde éruption de Juillet 2006 de PKS 2155–304 (voir aussi Lenain et al. 2008b), nous avons trouvé qu'en extrêmisant les rapports de densité entre le jet étendu et le nodule, nous obtenions un comportement dynamique se rapprochant sensiblement d'un événement de type éruption orpheline au TeV comparable à ce qui a été observé dans 1ES 1959+650 (voir la figure 4.33 et aussi Lenain et al. 2009).

6.1.8 BL Lac

Neshpor et al. (2001) ont annoncé une détection de BL Lac, avec le détecteur ČERENKOV atmosphérique GT-48 de l'Observatoire Astrophysique de Crimée, à un niveau de confiance de 7.2σ . Cette source a ensuite été fermement établie comme émetteur au TeV par l'expérience MAGIC (Albert et al. 2007c).

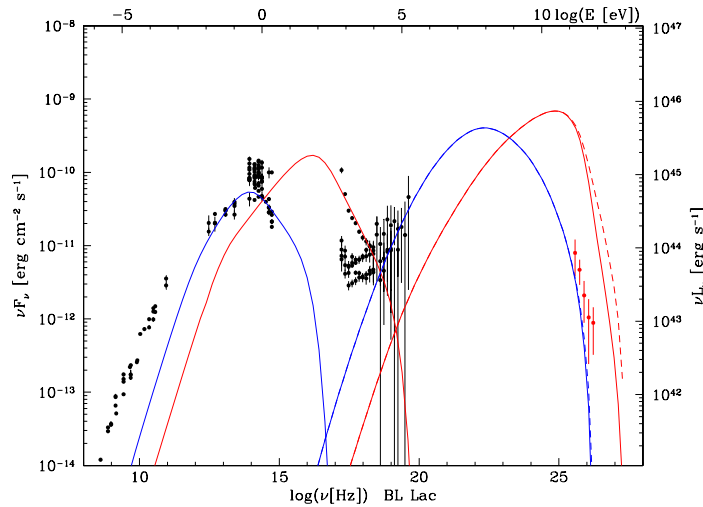


Fig. 6.7: DSE de BL Lac.

BL Lac est l'objet prototype de la classe de galaxies du même nom. Plus spécifi-

quement, BL Lac est un blazar typique piquant à basse fréquence. Nous montrons sur la figure 6.7 deux solutions **SSC** pour un état relativement bas, comme observé par **MAGIC**, et un éventuel état haut en nous basant sur des données d’archive en rayons X. En effet, nous voyons bien sur la figure l’évolution du spectre entre les rayons X mous et durs⁵, respectivement dominés par les composantes synchrotron et COMPTON inverse. Les deux modèles que nous proposons donnent alors des contributions différentes aux **THE**, selon que la composante synchrotron ait une contribution importante dans les X mous ou non. Dans notre étude statistique qui va suivre plus loin, nous tiendrons uniquement compte de notre solution en état bas.

6.1.9 PKS 0548–322

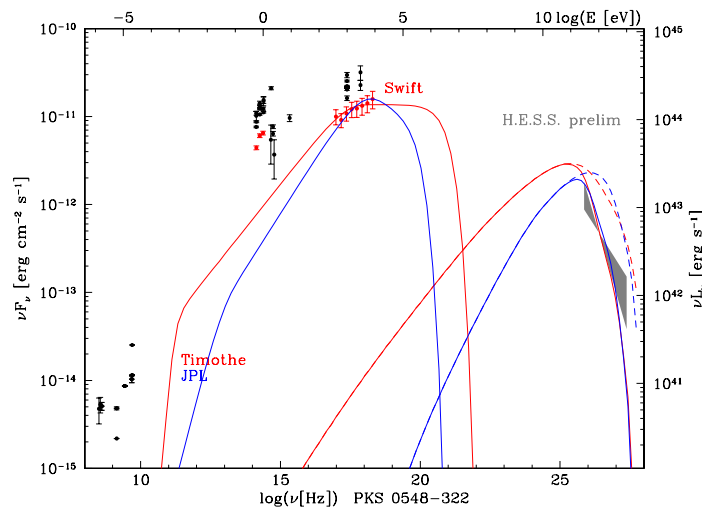


Fig. 6.8: DSE de PKS 0548–322.

PKS 0548–322 est un objet de type **HBL**, détecté par la collaboration **H.E.S.S.** (Superina et al. 2008). Nous présentons sur la figure 6.8 la DSE de cet objet modélisée par un modèle **SSC** stationnaire par Timothé BOUTELIER, un de nos collègues en charge de la coordination de l’étude de cette source au sein de la collaboration **H.E.S.S.**, ainsi qu’une solution de notre cru, que nous utiliserons dans notre étude statistique. Le modèle **SSC** utilisé par Timothé dans son étude est identique au nôtre. La différence entre nos deux solutions provient du fait que nous avons supposé à la base $n_1 = 2.0$ et $\delta_b = 20$, contre $n_1 = 2.2$ et $\delta_b = 15$ dans son cas. Ceci illustre encore la multiplicité des solutions possibles. L’analyse complète et l’étude multi-longueurs d’onde incluant des données *Swift* montrée dans la DSE seront publiées très prochainement par la collaboration **H.E.S.S.** (voir aussi la thèse de Timothé BOUTELIER, Boutelier 2009).

6.1.10 PKS 2005–489

PKS 2005–489 a été détecté par la collaboration **H.E.S.S.** (Aharonian et al. 2005j) suite à des observations obtenues en 2003 et 2004. Cette étude révèle la découverte de rayons γ **THE** à un niveau de confiance de 6.7σ dans les données de 2004. Aucune détection significative n’est trouvée dans les données de 2003, résultant en une limite

⁵Les points d’archive en rayons X mous et durs ne sont pas simultanés.

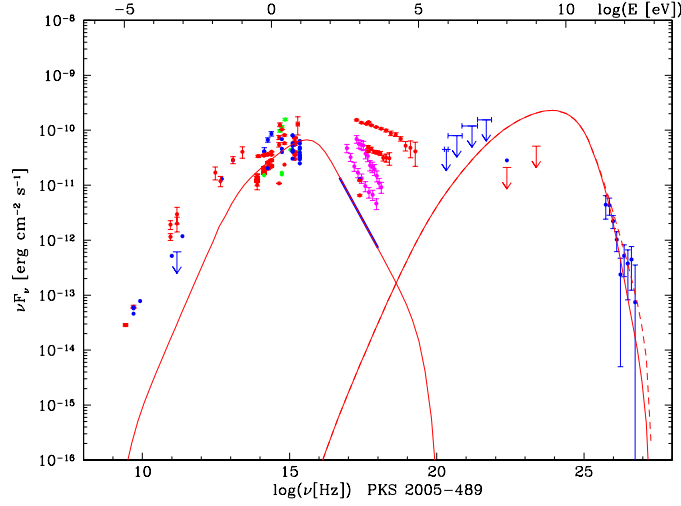


Fig. 6.9: DSE de PKS 2005–489.

supérieure sur le flux intégré aux **THE** de $\Phi(> 200 \text{ GeV}) < 5.2 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, qui est inférieure au flux intégré de $\Phi(> 200 \text{ GeV}) = (6.9 \pm 1.0_{\text{stat}} \pm 1.4_{\text{syst}}) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (correspondant à $\sim 2.5\%$ le flux du Crabe au-dessus du même seuil en énergie) mesuré en 2004. Ceci suggère que l'émission aux **THE** de PKS 2005–489 est variable sur l'échelle de l'année, mais aucune variation significative n'est observée pendant la période d'observation de 2004. Sur la figure 6.9, nous présentons la DSE de cet objet modélisée avec notre code **sblob** pour un état bas d'activité en rayons X, tel qu'observé avec *XMM* en 2004. Les paramètres correspondants se trouvent dans le tableau 6.4.

6.1.11 RGB J0152+017

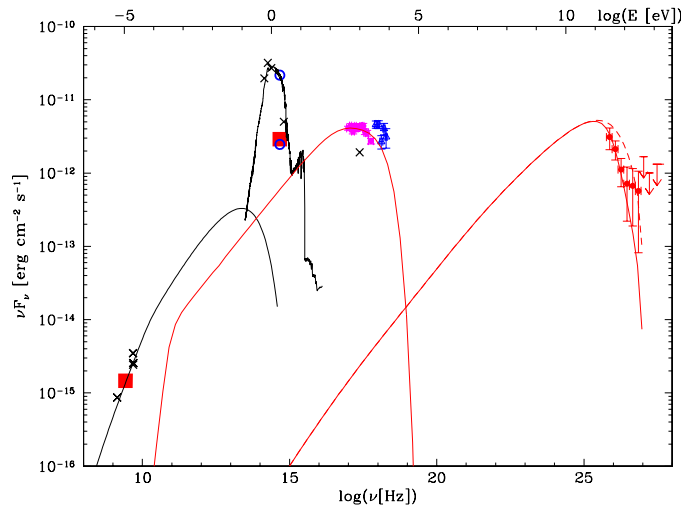


Fig. 6.10: DSE de RGB J0152+017.

Nous avons également discuté de la découverte de rayons γ **THE** de RGB J0152+017 par **H.E.S.S.** à la section 4.1, étude que j'ai coordonnée avec Dalibor NEDBAL au nom de la collaboration **H.E.S.S.** Dans l'étude **SSC** présentée ici, nous reprenons les paramètres présentés par Aharonian et al. (2008k), puisque ce modèle a été proposé par moi-même

avec le code **sblob** pour la collaboration **H.E.S.S.** La seule différence entre le modèle publié par [Aharonian et al. \(2008k\)](#) et celui présenté sur la figure 6.10 réside dans le choix du modèle d'**EBL** utilisé. Dans [Aharonian et al. \(2008k\)](#), nous avons utilisé le modèle d'**EBL** de [Primack et al. \(2005\)](#), tandis que nous adoptons le modèle de [Kneiske et al. \(2002, 2004\)](#) dans cette étude, car ces derniers auteurs proposent une forme semi-analytique donnant les taux d'absorption des photons γ par ceux de l'**EBL** pour différents décalages vers le rouge.

6.1.12 W Comae

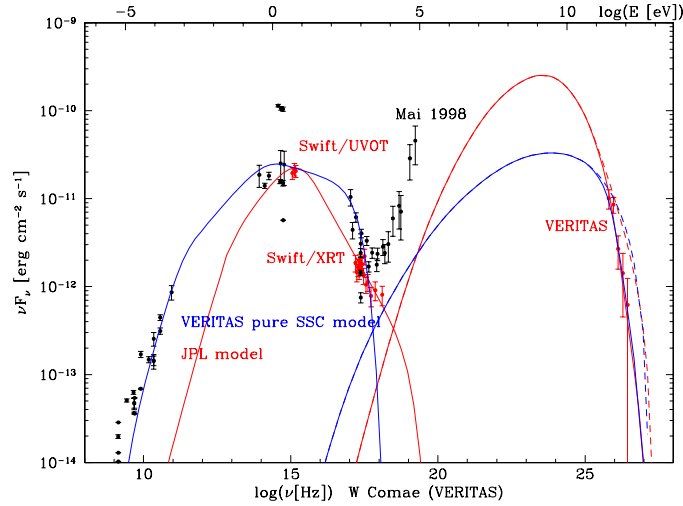


Fig. 6.11: **DSE** de W Comae.

W Comae consiste en la première *intermediate-frequency-peaked BL Lac (IBL)* détectée dans le domaine **THE**. Cette source a été découverte par la collaboration **VERITAS** ([Swordy 2008b,c](#); [Acciari et al. 2008c](#)) par chance, étant dans le même champ de vue que l'émetteur au TeV 1ES 1218+304 déjà connu précédemment. C'est la première fois en astronomie γ **THE** que deux sources extragalactiques sont détectées dans le même champ de vue! Des données *AGILE* devraient bientôt être disponibles sur cet objet ([Verrecchia et al. 2008](#)). D'autres mesures effectuées par le satellite *Swift*, prises simultanément aux observations **VERITAS**, sont représentées sur la figure 6.11. Sur cette figure, nous montrons la solution d'un modèle **SSC** pur proposé par la collaboration **VERITAS** ([Acciari et al. 2008c](#)), que nous générons avec notre code **sblob** en utilisant les paramètres de la collaboration **VERITAS**. Nous utiliserons cet ensemble de paramètres dans notre étude statistique. Nous présentons également une seconde solution, à titre illustratif, pour la **DSE** de cet objet, reproduisant également les pentes spectrales mesurées par *Swift* et **VERITAS**, mais prédisant une densité de flux plus importante dans la gamme d'énergie couverte par *Fermi* par rapport au modèle de [Acciari et al. \(2008c\)](#), ceci afin d'illustrer la nécessité d'observations multi-longueurs d'onde simultanées pour contraindre les modèles d'émission de blazars.

6.1.13 PKS 2155–304

Nous avons déjà discuté abondamment de l'émission **THE** de ce blazar à la section 4.2. Nous rappelons ici que PKS 2155–304 a été découvert avec le télescope

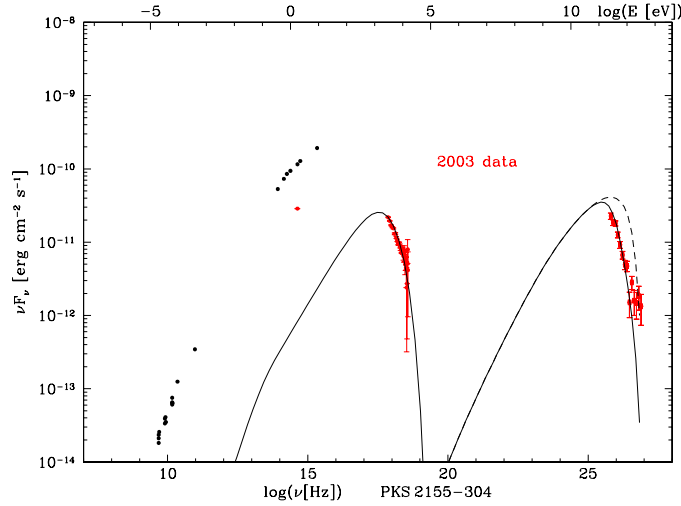


Fig. 6.12: DSE de PKS 2155–304 pendant la campagne multi-longueurs d’onde de 2003, correspondant à un état bas de la source (voir Aharonian et al. 2005a).

Mark VI de l’Université de Durham (Chadwick et al. 1999a,c), puis détecté par H.E.S.S. (Aharonian et al. 2005a,i, 2007b, 2009e,j) et CANGAROO (Sakamoto et al. 2008). Dans notre étude statistique, nous utiliserons la modélisation correspondant au modèle 2 de Aharonian et al. (2005a), présenté de nouveau sur la figure 6.12, correspondant à un état bas d’activité.

6.1.14 RGB J0710+591

RGB J0710+591 est l’un des derniers objets extragalactiques découverts dans le ciel aux THE pendant la période couverte par mon doctorat. Cette HBL, de décalage vers le rouge $z = 0.125$, a été découverte avec un niveau de confiance supérieur à 5σ par la collaboration VERITAS (Ong 2009a). Bien qu’aucune information spectrale ne soit encore disponible pour cet objet, nous mentionnons cette découverte ici par souci de complétude.

6.1.15 H 1426+428

La seconde génération d’instruments ČERENKOV suivants a intensivement observé cette source entre 1995 et 2002 : Whipple (Horan et al. 2002; Petry et al. 2002), CAT (Djannati-Ataï et al. 2002) et HEGRA (Aharonian et al. 2003b). Nous avons analysé des données XMM obtenues en Juin 2001, contemporaines à ces observations aux THE, en utilisant les produits PPS de l’application SAS fournis par l’équipe de XMM. Un ajustement basique entre 0.25 keV et 8.0 keV avec Xspec_v12.4.0ad, combinant une loi de puissance et une densité de colonne d’hydrogène de $N_H = 1.13 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ (valeur donnée par le relevé LAB, Kalberla et al. 2005, fixée dans notre ajustement), résulte en une bonne description des données (χ^2 réduit de 1.08 pour 2235 n.d.l.) et donne un indice de photons de $\Gamma = 1.810 \pm 0.002$. Le spectre obtenu est présenté sur la figure 6.14, et est inclus dans la DSE présentée sur la figure 6.13. Le flux intégré obtenu entre 2 keV et 10 keV est $F_{2-10 \text{ keV}} = 2.84 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Les paramètres utilisés dans la modélisation SSC stationnaire peuvent être trouvés dans le tableau 6.4.

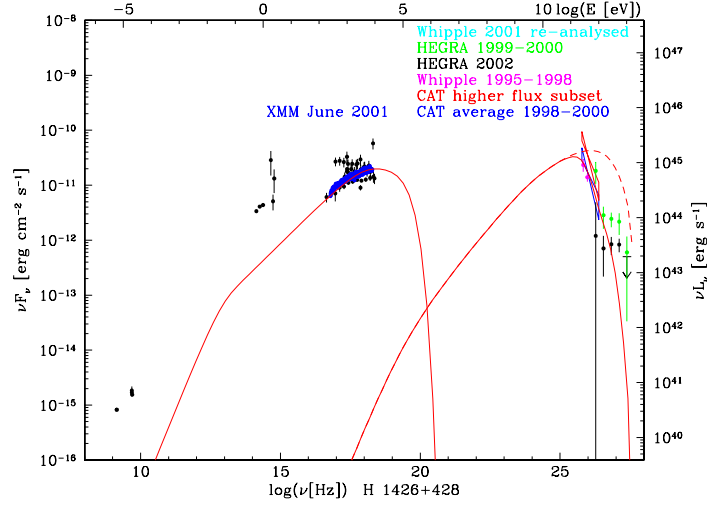


Fig. 6.13: DSE de H 1426+428.

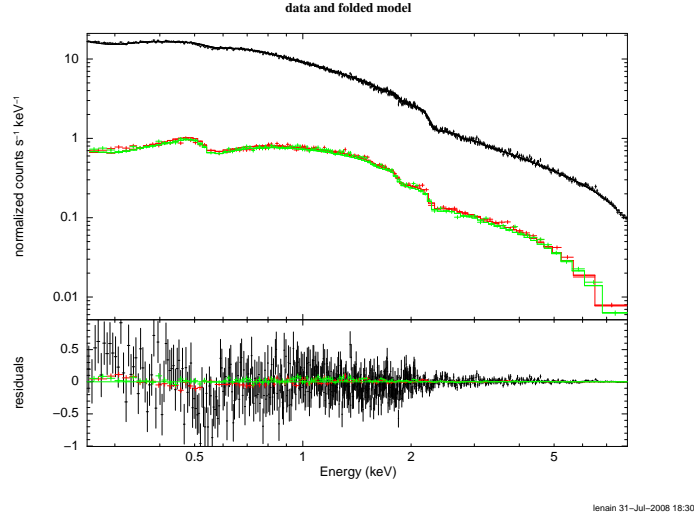


Fig. 6.14: Spectre en rayons X de H 1426+428 obtenu avec les instruments EPIC-pn, MOS 1 et MOS 2 de *XMM*.

6.1.16 1ES 0806+524

La découverte de rayons γ **THE** en provenance de 1ES 0806+524 a été annoncée par la collaboration **VERITAS** (Swordy 2008a) et l'analyse détaillée des données **VERITAS** correspondantes est publiée par Acciari et al. (2009c). Ce blazar est également une **HBL** et a un décalage vers le rouge de $z = 0.138$. À partir de l'analyse **VERITAS**, aucune variabilité significative n'est détectée à l'échelle du mois, bien qu'une densité de flux légèrement plus intense semble être présente dans leurs observations de Février 2008.

La figure 6.15 montre notre modélisation **SSC** pour la DSE de 1ES 0806+524, ainsi que le modèle proposé par la collaboration **VERITAS**, qui résulte en des contributions synchrotron et COMPTON inverse peu larges. En effet, ceci est dû au fait que la collaboration **VERITAS** a employé une **DEE** étroite avec $\gamma_{\min} = 1.77 \times 10^4$, $\gamma_c = 2 \times 10^5$ et $n_1 = n_2 = 3.1$.

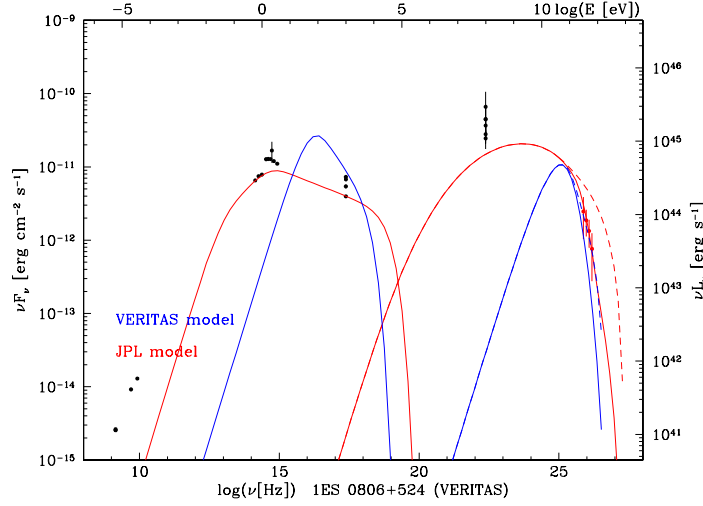


Fig. 6.15: DSE de 1ES 0806+524.

6.1.17 1ES 0229+200

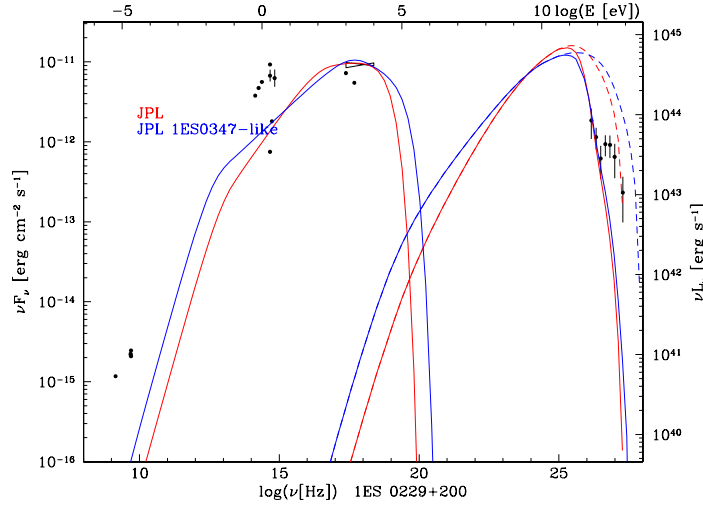


Fig. 6.16: DSE de 1ES 0229+200 avec et sans paramètres similaires à ceux de 1ES 0347–121.

1ES 0229+200 est un objet **HBL**, de décalage vers le rouge de $z = 0.1396$. Cet objet a été découvert aux **THE** par **Aharonian et al. (2007c)** via des observations **H.E.S.S.** entre 2005 et 2006. La collaboration **H.E.S.S.** ne propose aucune modélisation de la **DSE** de cet objet dans son article. La figure 6.16 présente la **DSE** de 1ES 0229+200. En considérant le fait que les deux sources 1ES 0229+200 et 1ES 0347–121 présentent des **DSE** similaires, nous proposons un modèle **SSC** de 1ES 0229+200 en utilisant des paramètres similaires à ce qu'ont utilisé **Aharonian et al. (2007d)** pour 1ES 0347–121, ainsi qu'une autre solution avec une taille plus restreinte pour la zone d'émission et une valeur plus canonique $n_1 = 2.0$ (voir le tableau 6.4), que nous utiliserons dans notre étude statistique.

6.1.18 PKS 1424+240

Cet objet est une **IBL**, de décalage vers le rouge incertain. Il s'agit de la toute dernière source extragalactique détectée aux **THE** pendant la rédaction de ce manuscrit. Elle a été à la fois détectée par *Fermi* dans la bande γ de haute énergie (Abdo et al. 2009b,c), puis aux **THE** par la collaboration **VERITAS** (Ong 2009b) et par la collaboration **MAGIC** (Teshima 2009) quelques jours plus tard. Ces deux expériences au TeV l'ont détectée à un niveau de confiance supérieur à 5σ . Aucune information spectrale détaillée n'est encore disponible pour cet objet, et nous ne le mentionnons ici uniquement que pour être exhaustif.

6.1.19 H 2356–309

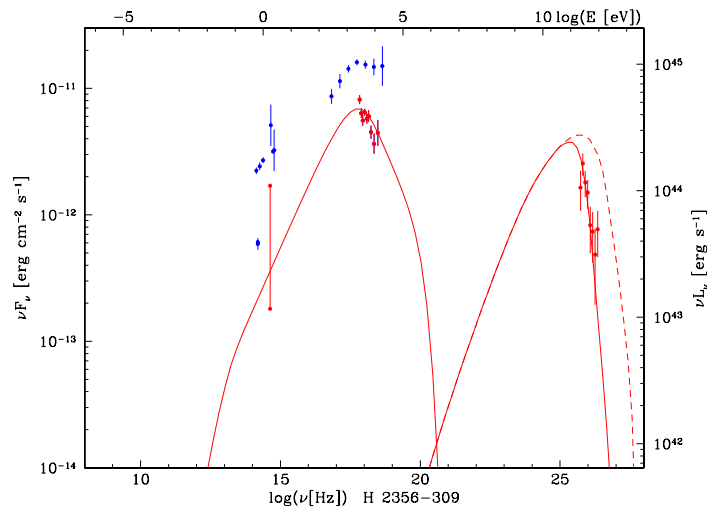


Fig. 6.17: DSE de H 2356–309.

Cet objet a été détecté aux **THE** par la collaboration **H.E.S.S.** (Aharonian et al. 2006h) suite à des observations obtenues entre Juin et Décembre 2004. Les instruments ROTSE-III (en optique) et **RXTE** (en rayons X) ont mené des observations simultanées avec celles de **H.E.S.S.** Nous présentons sur la figure 6.17 la DSE de H 2356–309, modélisée avec les paramètres utilisés par Aharonian et al. (2006h) avec le même code **SSC** stationnaire que celui utilisé dans cette étude, mais pour lequel seul change le modèle d'**EBL** utilisé.

6.1.20 1ES 1218+304

1ES 1218+304 est également une **HBL**, de décalage vers le rouge de $z = 0.182$, qui a été découverte pour la première fois dans le domaine **THE** par la collaboration **MAGIC** (Albert et al. 2006c) grâce à des observations de Janvier 2005, résultant en une détection à 6.4σ de niveau de confiance. Cette détection a été confirmée ensuite par la collaboration **VERITAS** par des observations début 2007 (Acciari et al. 2009d), résultant en une détection à 10.4σ de niveau de confiance. Aucune de ces observations ne présente de variabilité significative aux **THE**, et les deux spectres obtenus par **MAGIC** et **VERITAS** sont tout à fait compatibles.

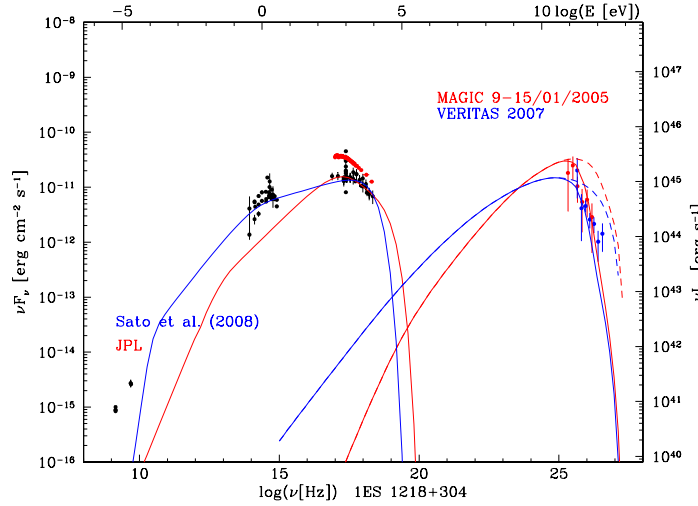


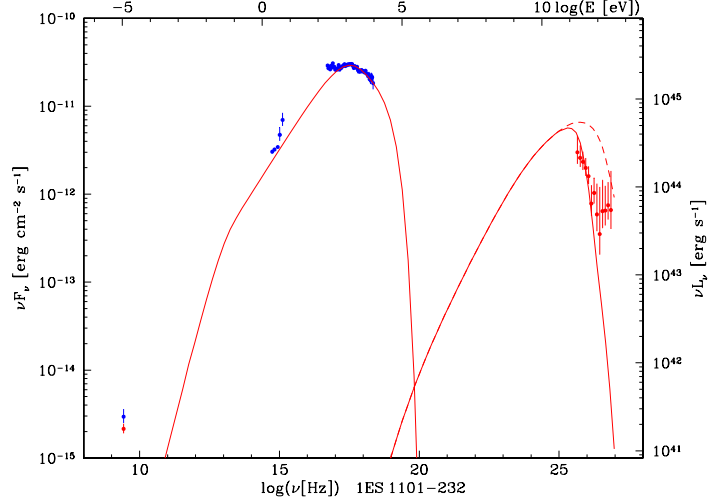
Fig. 6.18: DSE de 1ES 1218+304.

Nous tirons avantage de l'apparente stationnarité du flux **THE** et de la forme spectrale entre 2005 et 2007 pour modéliser la **DSE** de cet objet avec notre modèle **SSC** stationnaire, en incluant des données d'archive non contemporaines en rayons X, correspondant à un niveau bas d'émission X. Nous montrons sur la figure 6.18 la **DSE** correspondante. Nous incluons donc les données en rayons X avec *Suzaku*, prises en Mai 2006, et publiées par Sato et al. (2008). On peut remarquer que ces auteurs présentent aussi une modélisation **SSC** de cet objet, que nous reportons sur la figure 6.18 en utilisant leurs paramètres dans notre code. Ce modèle sur-produit légèrement la partie submillimétrique de la **DSE** (voir aussi la figure 2 dans Sato et al. 2008). Nous présentons donc une solution ne sur-produisant pas le flux submillimétrique.

6.1.21 1ES 1101–232

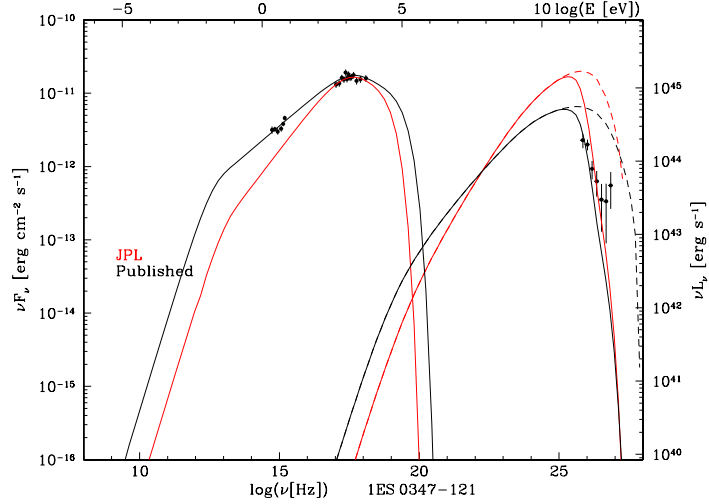
1ES 1101–232 est une **HBL** identifiée comme émetteur au TeV par la collaboration **H.E.S.S.** grâce à des observations menées en 2004 et 2005 (Aharonian et al. 2007f). À l'époque de cette détection, cet objet était le blazar au TeV le plus lointain connu, avec un décalage vers le rouge de $z = 0.186$, ce qui a donc permis de poser des limites supérieures indirectes contraignantes sur le flux de l'**EBL** (Aharonian et al. 2006e).

La figure 6.19 montre la **DSE** de 1ES 1101–232 pour les données de Juin 2004 avec $n_1 = 2.0$ (modèle “2004I” de Aharonian et al. 2007f). Le même code **SSC** a été utilisé pour générer le modèle “2004I” de Aharonian et al. (2007f) et le travail reporté ici. La seule différence entre la publication **H.E.S.S.** et ce travail réside dans le modèle supposé pour l'absorption des photons γ **THE** par l'**EBL**. La collaboration **H.E.S.S.** a utilisé la forme *P0.45* de Aharonian et al. (2006e), tandis que dans ce travail nous utilisons le modèle de Kneiske et al. (2002, 2004). Afin de compenser les faibles différences entre ces modèles d'**EBL**, nous avons juste modifié la normalisation de la densité dans la **DEE** $K = 9.0 \times 10^2 \rightarrow 6.8 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$ et la taille du nodule $r_b = 1.7 \times 10^{16} \rightarrow 1.45 \times 10^{16} \text{ cm}$ par rapport à la publication **H.E.S.S.** Notre choix de la forme de l'**EBL** utilisée ici est justifiée par le fait que nous avons accès aux taux d'absorption $\gamma - \gamma$ à n'importe quel décalage vers le rouge, et nous pouvons donc utiliser ce modèle de manière systématique à tous les **NAG** du TeV présentés ici.

Fig. 6.19: **DSE** de 1ES 1101–232.

6.1.22 1ES 0347–121

La collaboration **H.E.S.S.** a révélé la découverte d'émission γ **THE** de cette **HBL**, située à $z = 0.188$ (Aharonian et al. 2007d). La distance importante de 1ES 0347–121 a permis une étude de l'**EBL** aux alentours de quelques microns, résultant en une limite légèrement moins contraignante sur le niveau de l'**EBL** que 1ES 1101–232 et H 2356–309 (voir Aharonian et al. 2007d, pour plus de détails).

Fig. 6.20: **DSE** de 1ES 0347–121.

La figure 6.20 montre la **DSE** de 1ES 0347–121 avec deux modèles, dans laquelle nous reportons en rayons X des données *Swift* contemporaines aux observations **THE**. Le premier modèle correspond aux paramètres **SSC** publiés par Aharonian et al. (2007d), généré ici avec notre code **sblob**. Le second modèle, pour lequel nous sous-produisons l'émission optique par rapport au premier modèle, correspond à notre nouvelle estimation. La sous-production de l'émission optique est due au fait que ces fréquences peuvent être affectées par la présence d'une composante due à un disque d'accrétion, ou au jet étendu. Le choix de ne pas modéliser l'émission optique dans notre modèle

alternatif, en la considérant comme provenant du jet étendu, va changer le rapport des luminosités intégrées sur les composantes synchrotron et COMPTON inverse dans notre étude statistique. Nous utiliserons ce dernier modèle dans notre étude statistique, dont les paramètres se trouvent dans le tableau 6.4.

6.1.23 1ES 1011+496

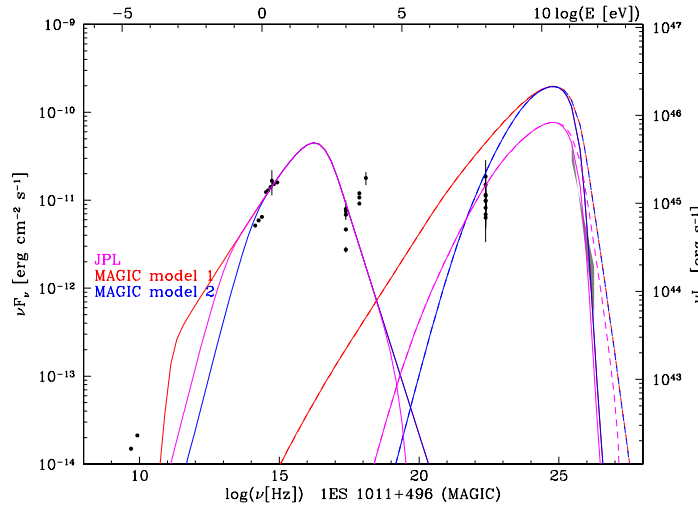


Fig. 6.21: DSE de 1ES 1011+496.

Cette HBL, de décalage vers le rouge de $z = 0.212$, a été identifiée comme étant un émetteur aux THE par la collaboration MAGIC (Albert et al. 2007b) via des observations menées entre Mars et Mai 2007. Cette découverte a été possible grâce à la détection d'une éruption en optique observée en Mars 2007. Sur la figure 6.21, nous reportons les deux modèles publiés par la collaboration MAGIC (voir la figure 6 dans Albert et al. 2007b), en utilisant leurs paramètres dans notre propre code `sblob`. Nous présentons également sur cette figure notre solution obtenue à partir d'un modèle SSC stationnaire, qui est un compromis entre les deux modèles proposés par la collaboration MAGIC afin d'éviter une surproduction potentielle du flux en ondes submillimétriques ainsi qu'une surproduction du flux dans la bande γ tel qu'observé par CGRO/EGRET. Gardons toutefois à l'esprit que ces observations CGRO ne sont pas contemporaines des observations MAGIC.

6.1.24 S5 0716+714

S5 0716+714 est une *low-frequency-peaked BL Lac (LBL)*, récemment annoncée comme étant une nouvelle source dans le ciel γ THE, et a été découverte par la collaboration MAGIC (Teshima 2008) suite à des observations en optique menées par le télescope KVA. Aucune information spectrale n'étant encore publiée pour cet objet aux THE, nous ne l'incluons pas dans notre étude statistique.

On peut cependant noter que pendant longtemps, le décalage vers le rouge de cette source n'était pas connu avec certitude. La galaxie hôte vient d'être observée en optique par Nilsson et al. (2008), et une mesure photométrique du décalage vers le rouge est enfin disponible, donnant $z = 0.31 \pm 0.08$ (barres d'erreurs à 1σ), en cohérence avec

les décalages vers le rouge trouvés pour des galaxies proches de S5 0716+714 dans le ciel, suggérant que ces galaxies font toute partie du même groupe.

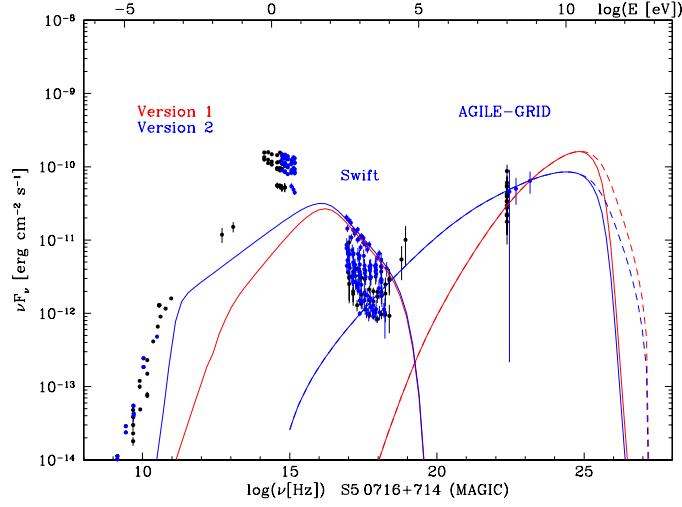


Fig. 6.22: DSE de S5 0716+714.

Tab. 6.2: Paramètres utilisés pour les solutions SSC stationnaires de S5 0716+714 présentées sur la figure 6.22.

Paramètres	Version 1	Version 2
δ_b	20	20
B (G)	0.10	0.10
r_b (cm)	1.5×10^{16}	3.0×10^{16}
K_1 (cm $^{-3}$)	1.52×10^4	1.60×10^5
n_1	2.0	2.4
n_2	3.9	3.9
γ_{\min}	10^3	50
γ_b	5.0×10^4	5.0×10^4
γ_c	10^6	10^6

On peut encore remarquer que des données récentes obtenues avec *AGILE* et *Swift* ont été publiées par [Giommi et al. \(2008\)](#), ainsi que d'autres données multi-longueurs d'onde obtenues en 2007 grâce au programme GASP (*GLAST-AGILE Support Program*) par le consortium WEBT (*Whole Earth Blazar Telescope*) ([Villata et al. 2008](#)). Malgré l'absence de données au TeV, nous présentons, à titre illustratif, sur la figure 6.22 une DSE de S5 0716+714 en utilisant les données de *Swift* et *AGILE* de [Giommi et al. \(2008\)](#). Les données en rayons X durs sont d'origine COMPTON inverse, ainsi que les données *AGILE*/GRID, et nous avons donc choisi le paramètre n_1 tel que notre modèle rende compte des données de ces deux gammes d'énergie. Nous obtenons une contrainte supplémentaire sur le paramètre γ_{\min} , de telle sorte que la composante COMPTON inverse du modèle passe par les données en rayons X durs, ainsi que la composante synchrotron modélisée ne surestime pas le flux en bande radio. De plus, la pente spectrale des données *Swift*/XRT contraint fortement la valeur de l'indice n_2 . Le paramètre γ_{\min} est contraint de telle sorte à ne pas surestimer le flux radio, et γ_b de façon à donner un pic d'émission synchrotron entre l'optique et les rayons X. Ainsi,

ces observations permettent de fixer correctement les paramètres microphysiques. La balance entre les composantes synchrotron et COMPTON inverse est fixée grâce à la valeur de $K_1 r_b^3$, également contrainte par les observations. Ainsi, seules les valeurs de K_1 et r_b sont dégénérées, si nous adoptons des valeurs typiques de $\delta_b = 20$ et $B = 0.10$ G. Nous montrons ainsi sur la figure 6.22 deux solutions différentes dont les paramètres sont présentés dans le tableau 6.2.

6.1.25 La polémique autour de 3C 66A/B

3C 66A et 3C 66B sont deux sources très proches dans le plan du ciel, séparées angulairement de seulement $6.4'$. 3C 66A est un blazar, de décalage vers le rouge de $z = 0.444$, bien que cette détermination incertaine ne soit basée que sur une seule raie d'émission. 3C 66B est une radio galaxie de type FANAROFF-RILEY (FR) I bien plus proche, de décalage vers le rouge de $z = 0.0215$. Les collaborations MAGIC et VERITAS ont mené des observations sur cette région du ciel. Étant donné le champ de vue des instruments ČERENKOV, ces deux objets sont observés simultanément pendant un même pointé (voir la figure 6.23).

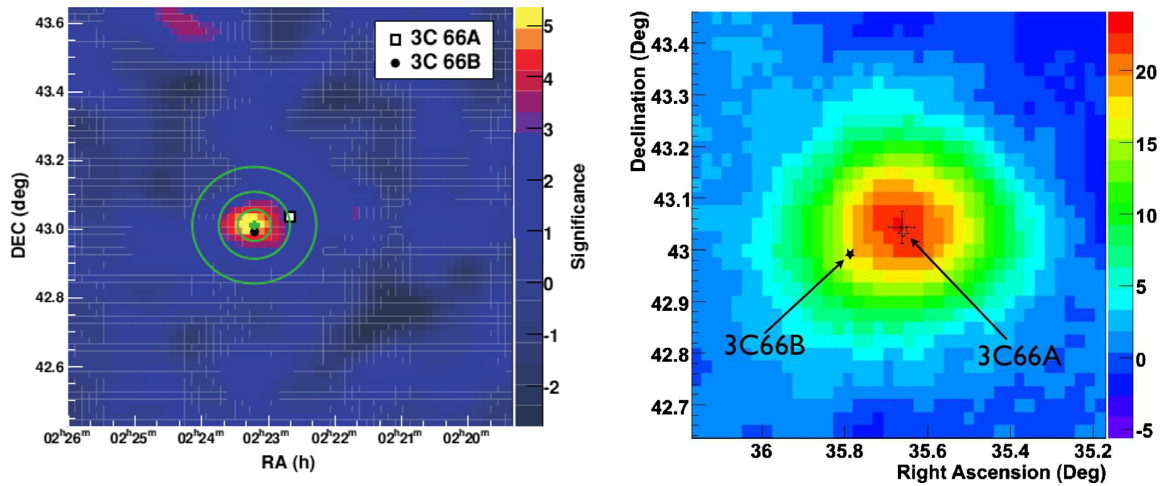


Fig. 6.23: Cartes du ciel THE obtenues par MAGIC sur la radio galaxie 3C 66B (à gauche, Aliu et al. 2009) et par VERITAS sur le blazar 3C 66A (à droite, Acciari et al. 2009b).

Suite à des observations pendant le second semestre 2007, la collaboration MAGIC a détecté un rayonnement γ aux THE en provenance de cette région (Aliu et al. 2009). Leurs études privilégient la radio galaxie 3C 66B comme émetteur THE et semblent exclure le blazar 3C 66A comme source THE à un niveau de confiance de $\sim 1.45\sigma$ (85.4%), ce qui ne correspond toutefois pas à une probabilité très élevée et particulièrement significative. Ainsi, la collaboration MAGIC émet tout de même l'hypothèse que le spectre THE obtenu sur la région 3C 66A/B puisse être “contaminé” par le blazar 3C 66A à basse fréquence, ce qui a fait l'objet de modélisation par Tavecchio & Ghisellini (2009) dans le cadre de leur modèle *spine & sheath*. En effet, Tavecchio & Ghisellini (2009) interprètent le spectre MAGIC de 3C 66A/B comme étant dominé par 3C 66B à hautes fréquences et dominé par 3C 66A à plus basses fréquences.

La collaboration VERITAS, quant à elle, fait état de la détection du blazar 3C 66A suite à des observations menées également lors des seconds semestres de 2007 et de 2008 (Acciari et al. 2009b). Leur étude exclut 3C 66B comme source à un niveau de

confiance de 4.3σ , ce qui est bien plus significatif que la probabilité privilégiant 3C 66B de la collaboration **MAGIC**.

Les deux détections peuvent être simultanément valables, à condition de supposer par exemple que ces deux sources aient varié en anti-coïncidence entre 2007 et 2008, les observations de **MAGIC** et **VERITAS** ne couvrant pas exactement la même période d'observation. Toutefois, 3C 66B étant une radio galaxie, une variabilité aux **THE** moins importante que dans le cas de blazar est attendue de la part de ce type de source. Donc pour que les deux détections soient valables, on peut supposer que le blazar a vu sa densité de flux γ varier de telle façon que celle-ci est dominante en 2008 et négligeable en 2007 par rapport à celle de la radio galaxie.

Notre échantillon de **NAG** au TeV n'inclut intentionnellement pas de modélisation des objets 3C 66A et 3C 66B. En effet, nous préférons exclure ces deux objets de notre étude, en attendant que la situation se clarifie.

6.1.26 3C 279

3C 279 est un objet de type *flat spectrum radio quasar (FSRQ)* très étudié, également classé comme quasar violemment variable en optique, et est le premier objet avec 3C 273 dans lequel des mouvements superluminiques ont été observés (Cohen et al. 1971). Récemment, la collaboration **MAGIC** a découvert de l'émission γ **THE** en provenance de cet objet (Albert et al. 2008c). Ainsi, au moment de rédiger ce manuscrit, il s'agit du plus lointain objet jamais observé dans le domaine **THE**, avec un décalage vers le rouge de $z = 0.536$.

Böttcher (2008) a montré qu'un modèle **SSC** pur n'est pas viable pour 3C 279, car un tel modèle requerrait $B\delta_b \sim 7 \times 10^{-4}$ G. En particulier, Böttcher (2008) suggère que les scénarios leptoniques semblent requérir des paramètres extrêmes pour cet objet si l'on suppose l'équipartition entre la densité d'énergie magnétique U_B et la densité d'énergie dans les particules U_{part} . Cela résulterait en un champ magnétique très faible ($\sim 10^{-3}$ G), qui est exclu pour ce type de source **FSRQ**, ou bien un facteur DOPPLER trop important.

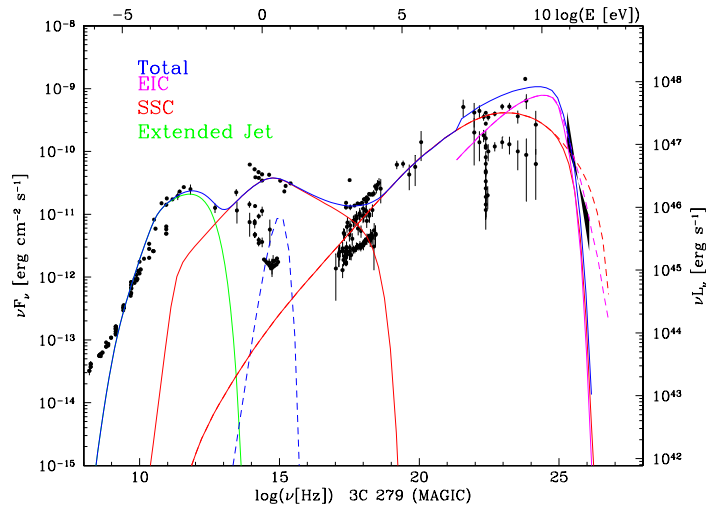


Fig. 6.24: **DSE** de 3C 279.

Ainsi, pour cette source, nous avons utilisé un modèle mixte **SSC**/COMPTON inverse externe (**EIC**), pour lequel le champ de photons externe est un simple corps noir (voir

par exemple Inoue & Takahara 1996), et sans supposer l'équipartition entre U_B et U_{part} (voir la figure 6.24). Une importante composante **EIC** est attendue puisque 3C 279 est une **FSRQ**, pour lesquels le disque d'accrétion est bien plus puissant que dans les **HBL**.

Un modèle assez complexe est donc requis pour décrire le comportement multi-longueurs d'onde en état haut de 3C 279. Le domaine radio est décrit par un modèle de jet étendu inhomogène. Les données **THE** sont reproduites par la superposition des composantes **SSC** et **EIC**. Naturellement, cette description leptonique donne un résultat bien en-dessous de l'équipartition avec $U_B/U_{\text{part}} \sim 10^{-3}$. D'ailleurs, nous précisons ici que l'on n'attend pas nécessairement une équipartition entre les densités d'énergie magnétique et cinétique des particules dans les jets des **NAG**. Au contraire, d'après les modèles **MHD** de formation de jet, il semble qu'un écart à l'équipartition soit en fait requis pour initier et surtout stabiliser la formation de ces jets.

6.1.27 PG 1553+113

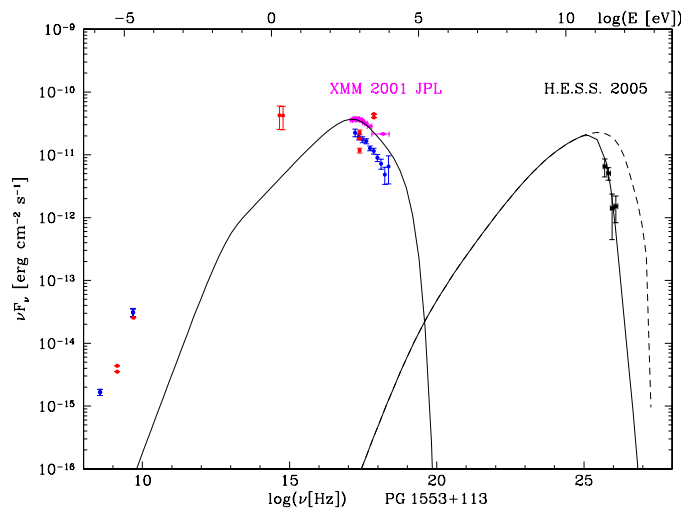


Fig. 6.25: **DSE** de PG 1553+113.

Cet objet a été découvert aux **THE** par la collaboration **H.E.S.S.** (Aharonian et al. 2006f, 2008l), détection qui a été confirmée également par **MAGIC** (Albert et al. 2007f). Bien que le décalage vers le rouge de cet objet ne soit pas connu avec certitude (voir par exemple Aharonian et al. 2008l, pour une discussion sur ce problème), nous présentons sur la figure 6.25 une solution **SSC** en supposant un décalage vers le rouge de $z = 0.3$. Sur cette figure, nous présentons en magenta notre analyse de données **XMM** obtenues en 2001, afin d'illustrer la variation de l'émission en rayons X entre les observations *BeppoSAX* de 2001 (en bleu) et **XMM**. À cause de l'indétermination du décalage vers le rouge de PG 1553+113, cette **DSE** n'est présentée ici qu'à titre illustratif, et nous ne l'incluons pas dans l'étude statistique qui va suivre.

6.2 Discussion de l'échantillon des **NAG** connus aux **THE**

En nous basant sur cet échantillon de sources, nous allons maintenant étudier les corrélations entre les paramètres et les grandeurs dérivés des modélisations **SSC** sta-

tionnaires présentées ci-dessus. Nous avons donc au total 22 **NAG** connus aux **THE** sur 28 présentant des informations spectrales suffisantes pour modéliser leur **DSE**, dont 16 possèdent des données suffisantes en rayons X pour bien contraindre nos modèles. L'ensemble des corrélations étudiées se trouve dans le tableau 6.3. Le tableau 6.4 donne l'ensemble des paramètres utilisés dans les modélisations **SSC** stationnaires présentées ci-dessus. Les tableaux 6.5 et 6.6, quant à eux, donnent les valeurs de différentes grandeurs calculées à partir de nos modélisations **SSC**, et que nous définissons ici :

- ν_s^{peak} : fréquence du pic de la composante synchrotron ;
- $\nu_s L_s(\nu_s)^{\text{peak}}$: luminosité au pic synchrotron ;
- F_{syn} : densité de flux intégrée sur l'ensemble de la composante synchrotron ;
- L_{syn} : luminosité intégrée sur l'ensemble de la composante synchrotron ;
- ν_c^{peak} : fréquence du pic de la composante COMPTON inverse ;
- $\nu_c L_c(\nu_c)^{\text{peak}}$: luminosité au pic COMPTON inverse ;
- F_{IC} : densité de flux intégrée sur l'ensemble de la composante COMPTON inverse ;
- L_{IC} : luminosité intégrée sur l'ensemble de la composante COMPTON inverse ;
- U_B : densité d'énergie du champ magnétique ;
- U_{part} : densité d'énergie cinétique des particules relativistes ;
- $e_B = U_B/U_{\text{part}}$: paramètre d'équipartition entre les densités d'énergie magnétique et cinétique des particules relativistes ;
- N_{tot} : nombre total de particules relativistes dans la source d'émission.

Nous précisons que les flux et luminosités considérés ici pour la composante COMPTON inverse sont corrigés de l'absorption par l'**EBL**, et sont donc intrinsèques à la source étudiée.

La densité d'énergie cinétique des particules relativistes U_{part} tient compte de l'intégration de la distribution en énergie des électrons et positrons (**DEE**) sur l'énergie des particules, et est définie par :

$$\begin{aligned}
 U_{\text{part}} \text{ (erg cm}^{-3}\text{)} &= \int_{\varepsilon_{\min}}^{\varepsilon_c} \varepsilon N(\varepsilon) d\varepsilon, \text{ où } \varepsilon = \gamma m_e c^2 \\
 &= m_e c^2 K_1 \left[\int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_b} \gamma^{1-n_1} d\gamma + \int_{\gamma_b}^{\gamma_c} \gamma_b^{n_2-n_1} \gamma^{1-n_2} d\gamma \right] \\
 &= \begin{cases} m_e c^2 K_1 \left[\frac{\gamma_{\min}^{2-n_1} - \gamma_b^{2-n_1}}{n_1-2} + \gamma_b^{n_2-n_1} \frac{\gamma_b^{2-n_2} - \gamma_c^{2-n_2}}{n_2-2} \right] & \text{si } n_1, n_2 \neq 2 \\ m_e c^2 K_1 \left[\ln \frac{\gamma_b}{\gamma_{\min}} + \gamma_b^{n_2-n_1} \frac{\gamma_b^{2-n_2} - \gamma_c^{2-n_2}}{n_2-2} \right] & \text{si } n_1 = 2 \text{ et } n_2 \neq 2 \end{cases}
 \end{aligned} \tag{6.1}$$

car

$$\int_{\gamma_1}^{\gamma_2} \gamma^{1-n} d\gamma = \begin{cases} \frac{\gamma_1^{2-n} - \gamma_2^{2-n}}{n-2} & \text{si } n \neq 2 \\ \ln \frac{\gamma_2}{\gamma_1} & \text{si } n = 2 \end{cases}$$

Le nombre de particules relativistes N_{tot} est alors défini par :

$$N_{\text{tot}} = \frac{U_{\text{part}}}{m_e c^2} \times \frac{4}{3} \pi r_b^3 \tag{6.2}$$

Tout d'abord, nous voyons que nous avons pu reproduire assez correctement les distributions spectrales en énergie (**DSE**) des différents **NAG** connus aux **THE**. De façon générale, notre étude tend plutôt à prouver que l'échantillon est de fait intrinsèquement très homogène pour les *high-frequency-peaked BL Lac* (**HBL**). L'ensemble

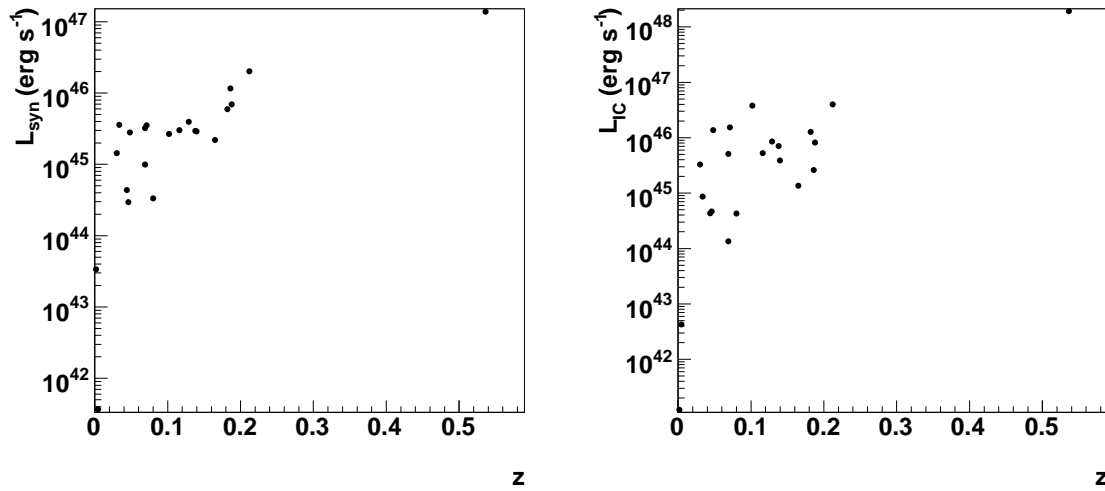


Fig. 6.26: *Gauche* : Luminosité L_{syn} intégrée sur l'ensemble de la composante synchrotron en fonction du décalage vers le rouge. *Droite* : Luminosité L_{IC} intégrée sur l'ensemble de la composante COMPTON inverse en fonction du décalage vers le rouge.

des **DSE** disponibles, en particulier celles possédant une assez bonne couverture spectrale en rayons X et γ , peuvent être raisonnablement reproduites par un scénario **SSC** simple, à une zone typiquement pour les états stationnaires de **HBL**, et tout cela dans un espace de paramètres assez restreint.

En effet, rappelons que la procédure suivie pour élaborer ces modélisations nous a initialement conduit à fixer d'avance plusieurs paramètres (δ_b , B et n_1), et ce afin de restreindre l'espace des paramètres envisageables. Dans la suite, nous présentons des études de corrélations entre différents paramètres dérivés de ces modèles. Nous devons alors nous souvenir que les calculs de corrélations impliquant ces paramètres fixés *a priori* n'auront pas grand sens physique. Nous devons aussi nous rappeler que cet échantillon est biaisé vers les états hauts d'activité, dû à la stratégie actuelle d'observation des expériences à imagerie ČERENKOV atmosphérique, et est biaisé en faveur des **HBL** et des faibles décalages vers le rouge. Les paramètres calculés à partir de nos modélisations **SSC** sont aussi naturellement dépendants du modèle, ajoutant un biais à notre étude.

Nous présentons d'abord les corrélations entre les luminosités synchrotron L_{syn} et COMPTON inverse L_{IC} , telles que déduites de nos modélisations **SSC** stationnaires, en fonction du décalage vers le rouge z des sources de notre échantillon (voir la figure 6.26). On y distingue la limite de sensibilité atteinte par les instruments ČERENKOV actuels. Le coefficient de corrélation de PEARSON entre L_{syn} et z est de $\rho = 0.88$, et celui entre L_{IC} et z vaut $\rho = 0.84$. Ces corrélations peuvent découler d'un biais observationnel, car il y a *a priori* peu de sources à forte luminosité L à petit décalage vers le rouge z dans le volume d'Univers exploré, la distribution des blazars en fonction de leur distance piquant plutôt à $z \sim 0.3$, et par contre on ne détecte que les sources les plus lumineuses à grands décalages vers le rouge z .

Figure 6.27 à droite, nous présentons la luminosité COMPTON inverse L_{IC} intégrée sur l'ensemble de cette composante, telle que calculée à partir de nos modélisations **SSC** pour l'ensemble des sources, en fonction de la fréquence du pic de cette composante ν_c^{peak} . Contrairement à ce qui est attendu dans le cadre de la séquence des blazars de

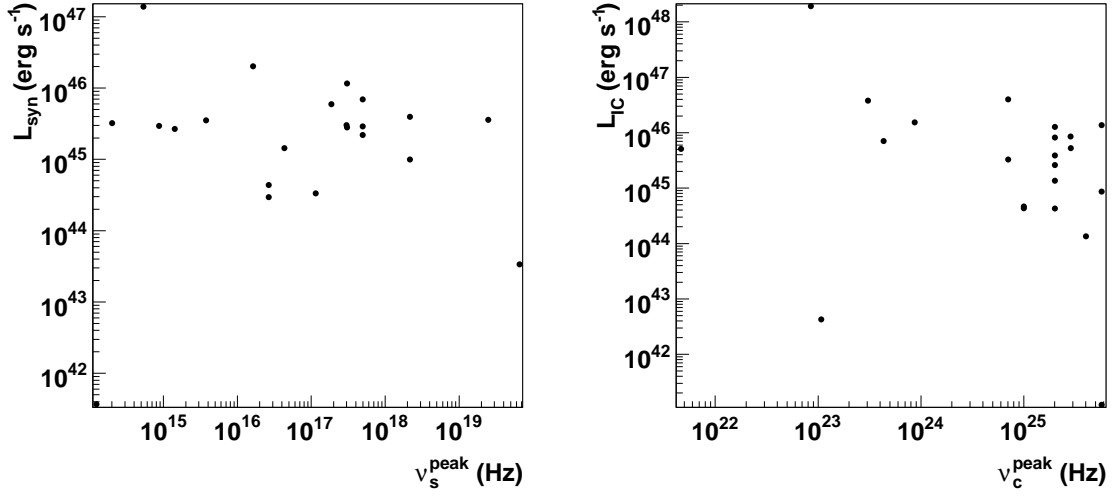


Fig. 6.27: *Gauche* : Luminosité L_{syn} intégrée sur l'ensemble de la composante synchrotron déterminée à partir de nos modélisations *SSC*, en fonction de la fréquence du pic synchrotron ν_s^{peak} . *Droite* : Luminosité L_{IC} intégrée sur l'ensemble de la composante COMPTON inverse déterminée à partir de nos modélisations *SSC*, en fonction de la fréquence du pic COMPTON inverse ν_c^{peak} .

Fossati et al. (1998), nous ne trouvons aucune corrélation, le coefficient de corrélation de PEARSON étant de $\rho = -0.23$ dans ce cas. Ce manque de corrélation pour la partie haute énergie peut être dû à la limite instrumentale relativement peu sensible des expériences ČERENKOV actuelles et au petit nombre de sources de notre échantillon. Exactement de même, aucune corrélation n'est trouvée entre L_{syn} et ν_s^{peak} pour la composante synchrotron, avec $\rho = -0.10$ (voir la figure 6.27 à gauche). Notons que la séquence des blazars initiale était basée sur une corrélation entre ν_s^{peak} et $\nu_s L_s(\nu_s)^{\text{peak}}$, pour laquelle nous ne trouvons qu'un coefficient $\rho = -0.10$ non significatif. Comme l'on fait remarquer Nieppola et al. (2008), une telle corrélation en terme de luminosité peut s'effacer en prenant correctement en compte le facteur d'amplification DOPPLER. De plus, Padovani (2007) a analysé l'existence d'objets "outsider" par rapport à la séquence des blazars. Plusieurs travaux ont questionné la validité de cette séquence, laquelle a été revisitée par l'équipe même qui l'avait initialement proposée (Ghisellini & Tavecchio 2008b). En effet, en révisant la séquence des blazars, Ghisellini & Tavecchio (2008b) proposent que les paramètres fondamentaux à considérer ne soient plus $\nu_{s/c}^{\text{peak}}$ et $\nu_{s/c} L_{s/c}(\nu_{s/c})^{\text{peak}}$, mais plutôt la masse du trou noir central supermassif dans ces sources et son taux d'accrétion. Nos résultats vont effectivement dans le sens d'un ré-examen de la séquence des blazars, en tout cas sous sa forme initiale. Il serait aussi très instructif d'examiner l'influence du rayon gravitationnel r_g de ces objets sur les autres paramètres considérés. Cependant, il est très difficile de connaître r_g avec précision pour tous ces objets, car, r_g dépendant de la masse du trou noir supermassif, celle-ci n'est en général pas assez bien connue pour mener ce genre d'étude pour le moment. C'est d'ailleurs un obstacle important que Wagner (2008) a rencontré lors de son étude de corrélations sur les 17 premiers blazars connus au TeV.

De plus, dans le cadre *SSC* à une zone, on pourrait s'attendre à une corrélation significative entre la densité d'énergie des particules U_{part} et la luminosité COMPTON inverse L_{IC} , l'émissivité *SSC* dépendant fortement de la densité des particules dans

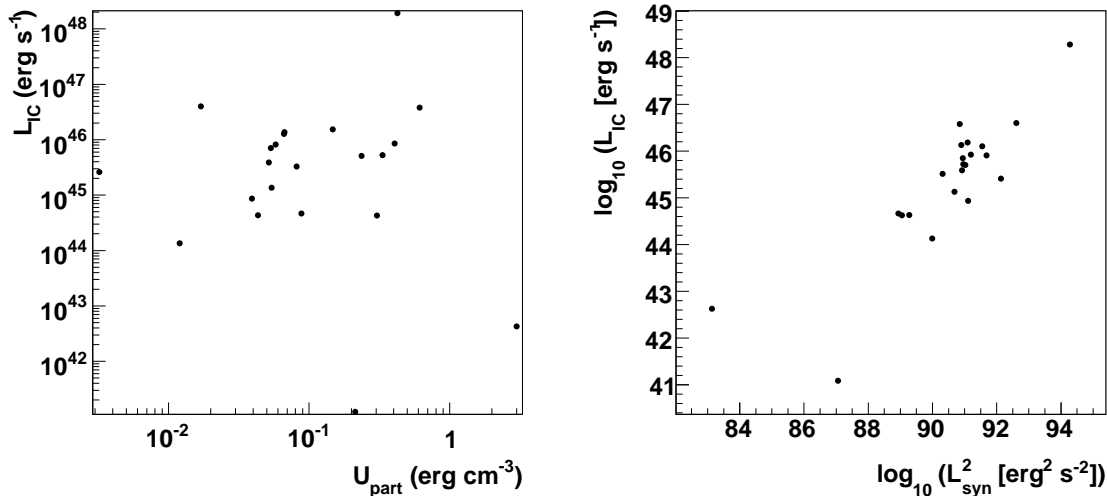


Fig. 6.28: *Gauche* : Luminosité COMPTON inverse L_{IC} , en fonction de la densité d'énergie des particules U_{part} . *Droite* : Luminosité COMPTON inverse L_{IC} en fonction du carré de la luminosité synchrotron L_{syn}^2 , en échelles logarithmiques.

la source (voir les équations (3.36) et (3.37)). Cependant, aucune corrélation évidente n'apparaît dans notre étude (voir la figure 6.28 à gauche), donnant un coefficient de corrélation de $\rho = 0.05$. Par contre, une forte corrélation $\rho = 0.99$ est trouvée entre L_{IC} et $U_{\text{part}} \times \frac{4}{3}\pi r_b^3$, c'est-à-dire aussi entre L_{IC} et N_{tot} (voir le tableau 6.3), car les grandeurs N_{tot} et $U_{\text{part}} \times \frac{4}{3}\pi r_b^3$ ne diffèrent que d'un facteur $m_e c^2$ (voir l'équation (6.2)). En effet, dans les modèles **SSC**, la puissance du processus COMPTON inverse est sensible au nombre de particules relativistes sur lesquelles les photons synchrotron diffusent. De même, on s'attendrait également à une forte corrélation entre B et L_{syn} , puisque la puissance synchrotron est proportionnelle à B^2 (voir l'équation (3.17)). Cependant, comme nous avons fixé le champ magnétique B par avance dans nos modélisations, aucune corrélation forte n'apparaît entre ces paramètres. De plus, L_{syn} dépend non seulement de B mais aussi des paramètres de la **DEE** considérée (K_1 , n_1 , n_2 , γ_{\min} , γ_b , γ_c).

En revanche, comme on s'y attend toujours dans le cadre **SSC** (voir l'équation (3.42)), une forte corrélation est retrouvée entre le carré de la luminosité synchrotron L_{syn}^2 et la luminosité COMPTON inverse L_{IC} avec $\rho = 0.99$ (voir la figure 6.28 à droite), et ce bien que notre échantillon soit biaisé vers des états hauts d'activité, pour lesquels la composante COMPTON inverse est en général plus variable que la composante synchrotron, comme nous l'avons vu par exemple pour PKS 2155–304 au chapitre 4.

De plus, comme nous l'avons montré à l'équation (3.42), dans le cas d'une émission **SSC** dans un modèle à une zone avec une **DEE** en loi de puissance simple, et en régime THOMSON, on s'attend à avoir la relation stricte $L_{IC} = \frac{2L_{\text{syn}}^2}{B^2 r_b^2 c}$. Dans notre modélisation **SSC** comportant une **DEE** en loi de puissance brisée, calculée en régimes THOMSON et KLEIN-NISHINA, nous obtenons une corrélation $\rho = 0.96$ entre L_{IC} et $\frac{2L_{\text{syn}}^2}{B^2 r_b^2 c}$ (voir le tableau 6.3). Tout ceci est rassurant, et montre que globalement le modèle **SSC** convient bien à la modélisation de l'ensemble de ces sources.

En outre, en ayant supposé un champ magnétique $B \sim 0.1 \text{ G}$ à peu près identique pour l'ensemble des sources considérées, le fait que L_{IC} et L_{syn}^2 , ainsi que L_{IC} et $\frac{L_{\text{syn}}^2}{B^2 r_b^2 c}$

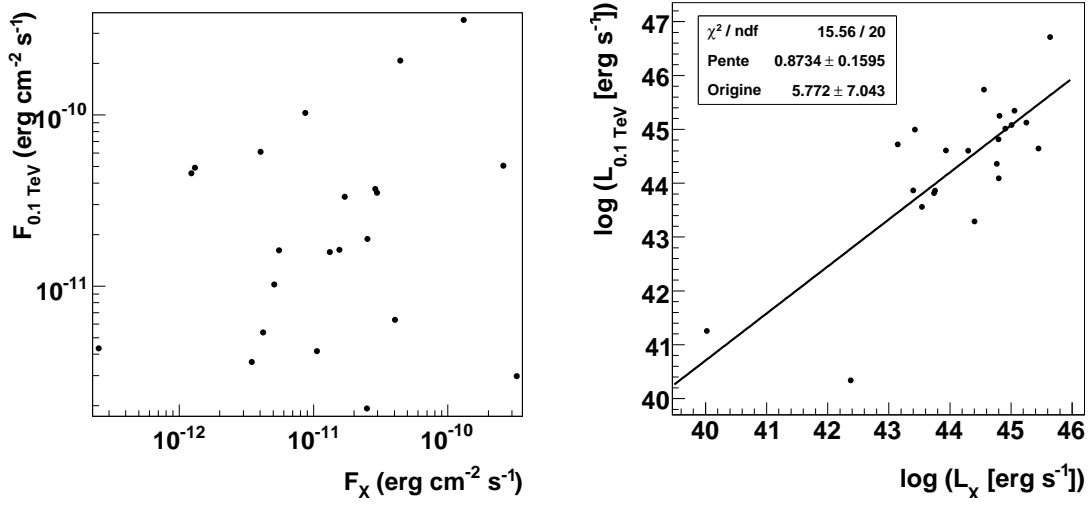


Fig. 6.29: *Gauche* : Densité de flux $F_{0.1 \text{ TeV}}$ calculée à 0.1 TeV, en fonction de la densité de flux F_X calculée en rayons X et intégrée entre 2 et 10 keV. *Droite* : Luminosité $L_{0.1 \text{ TeV}}$ à 0.1 TeV, en fonction de la luminosité L_X en rayons X intégrée entre 2 et 10 keV.

soient corrélés deux à deux nous indique que L_{IC} et r_b^2 devraient également être directement corrélés. Nous trouvons effectivement un coefficient de corrélation $\rho = 0.76$ entre ces deux grandeurs. Une étude plus approfondie sera nécessaire pour déterminer si cette corrélation provient uniquement d'un biais introduit par le fait que le champ magnétique est quasi constant dans notre échantillon de sources, ou si cela est lié à une implication physique plus profonde.

Nous ne trouvons pas de corrélations significatives entre les densités de flux en rayons X F_X intégrées de 2 à 10 keV et en rayons γ $F_{0.1 \text{ TeV}}$ à 0.1 TeV, donnant $\rho = 0.18$ (voir la figure 6.29 à gauche). Ceci veut dire qu'une prédiction de détection en rayons γ **THE** d'un **NAG** avec le ČERENKOV Telescope Array (**CTA**), à partir d'une mesure en rayons X, doit s'accompagner d'une bonne connaissance du décalage vers le rouge de l'objet en question, ce qui s'avère souvent difficile dans le cas des blazars.

Cependant, en corrigeant cet ensemble du décalage vers le rouge de chaque source, c'est-à-dire en calculant non plus les densités de flux, mais les luminosités entre 2 et 10 keV et à 0.1 TeV, nous obtenons un résultat très intéressant. En effet, nous trouvons une corrélation entre la luminosité en rayons X L_X intégrée entre 2 et 10 keV et la luminosité $L_{0.1 \text{ TeV}}$ à 0.1 TeV, telles que calculées dans notre modèle **SSC**, avec un coefficient de corrélation de $\rho = 0.77$ (voir la figure 6.29 à droite). La faible dynamique instrumentale sur les densités de flux dans ces objets, due à la sensibilité encore limitée des imageurs ČERENKOV, fait que cette corrélation n'apparaît pas en terme de densité de flux. Mais en corrigeant de la distance de chaque objet, celle-ci apparaît alors en terme de luminosité. Ceci est très important par rapport à la recherche de futurs candidats au TeV potentiels pour **CTA**. En effet, vue la forte corrélation entre ces paramètres, nous pouvons en déduire une relation entre ceux-ci :

$$\log_{10}(L_{0.1 \text{ TeV}}[\text{erg s}^{-1}]) = (0.87 \pm 0.16) \log_{10}(L_X[\text{erg s}^{-1}]) + (5.77 \pm 7.04) \quad (6.3)$$

avec un ajustement de $\chi^2/\text{n.d.l.} = 15.56/20$, soit :

$$L_{0.1 \text{ TeV}} \propto L_X^{\sim 0.9} \quad (6.4)$$

Notons quand-même que cette corrélation semble légèrement forcée par la présence de M 87 et Cen A dans notre échantillon, ces objets étant peu lumineux comparés aux autres sources. De plus, la procédure utilisée permettant de “mimer” le comportement de ces radio galaxies dans le cadre du code `sblob` introduit certainement un biais supplémentaire, et n’a de sens ici que pour évaluer les luminosités de ces objets dans un cadre cohérent avec les autres NAG de notre échantillon. Dans la continuation de ce travail, il conviendra à l’avenir de traiter M 87 et Cen A avec beaucoup de précautions.

Il faut encore une fois garder à l’esprit que notre échantillon comporte majoritairement des objets de type HBL, en plus pour des objets dont l’état calme n’est pas caractérisé aux très hautes énergies. Cependant, dans un futur proche, nous explorerons plus avant les conséquences de ce résultat afin d’estimer le nombre de HBL potentiellement détectables par CTA, en nous basant sur des catalogues complets de BL Lac connus dans le domaine des rayons X. Un autre diagnostic, que nous explorerons par la suite, consisterait à comparer les pentes spectrales en rayons X et aux THE, méthode qui a déjà donné des résultats probant par le passé en utilisant les indices spectraux en bandes larges entre la radio et les rayons X. Cette recherche permettrait peut-être d’aboutir sur un estimateur encore plus fiable que celui proposé dans l’équation 6.3, afin de rechercher de nouvelles sources candidates pour CTA.

6.3 Validité du scénario SSC et conclusions

Malgré les contraintes prises à *a priori* (δ_b , B , n_1), nos résultats montrent que les différentes DSE de ces NAG peuvent être correctement modélisées avec des paramètres macrophysiques fixés à l’avance (δ_b , B), ce qui suggère que la microphysique d’accélération et de refroidissement des particules pourrait très bien dominer le processus de rayonnement pour tous ces objets. Le mécanisme primaire d’accélération à énergie modérée ($\gamma < \gamma_b$) peut bien être le même d’une source à l’autre, avec la valeur $n_1 \approx 2$ quasiment toujours admissible. Nous rappelons qu’un tel indice découle par exemple d’une accélération de FERMI dans des chocs forts relativistes, ou dans des chocs obliques magnétisés non collisionnels. Les autres paramètres qui varient sont K_1 (d’un facteur ~ 1000), γ_b (d’un facteur ~ 200), γ_c (d’un facteur ~ 30), n_2 (entre 2.7 et 5) et r_b (d’un facteur ~ 1000). Cela dénote des différences dans l’efficacité de l’accélération à énergie modérée, et aussi dans les processus d’accélération et de pertes aux hautes énergies ($\gamma > \gamma_b$) d’une source à l’autre.

Nous avons donc vu qu’un scénario SSC simple parvient à reproduire de façon satisfaisante la majorité des DSE des NAG de notre échantillon. Nous avertissons toutefois le lecteur que les résultats présentés ici sont préliminaires. Une étude plus profonde et soignée est requise et sera effectuée très prochainement. L’échantillon limité aux HBL est plus homogène que l’ensemble complet des NAG aux THE. En particulier, il a fallu prendre en compte en plus une composante EIC dans le cas de 3C 279. Nous voyons aussi que les deux radio galaxies M 87 et Cen A, ainsi que la FSRQ 3C 279 jouent des rôles très particuliers dans cet échantillon. Comme on le voit au tableau 6.6 à travers leur paramètre d’équipartition e_B ainsi qu’au vu du rapport des luminosités synchrotron et COMPTON inverse du tableau 6.5, et bien qu’appartenant à la même classe d’objet, M 87 et Cen A semblent très différentes entre elles, le jet de Cen A

semblant être largement dominé par le champ magnétique, bien plus que pour les autres sources de l'échantillon.

Les propriétés des **LBL** et des **IBL** semblent quant à elles bien reproduites par un modèle **SSC** simple, mais le domaine de paramètres à considérer est logiquement un peu plus large que celui des **HBL**. Pour les galaxies de type **FR I**, le scénario **SSC** simple a dû être étendu à un modèle “multi-blob” plus général, lequel pourra aussi s'appliquer de toute façon aux **HBL**. Nous avons également vu que la séquence des blazars, telle que proposée initialement, semble être remise en cause, à la fois par des études extérieures mais aussi par notre étude sondant le sous-domaine des blazars au TeV.

Finalement, la validité des scénarios **SSC** ne pourra être fermement confirmée qu'une fois les processus d'accélération et de pertes décrites de façon auto-cohérente. Ceci dépasse le cadre de la présente étude utilisant un modèle stationnaire. En effet, au niveau théorique, l'un des buts ultimes de la physique des jets relativistes des **NAG** est d'avoir un cadre global décrivant de manière auto-cohérente et dynamique⁶ à la fois la formation des jets en MagnétoHydroDynamique en Relativité Générale (**MH-DRG**), l'accélération, l'évolution et les pertes des particules relativistes à travers des simulations PIC à 3D étendues à l'ensemble du jet, et le rayonnement de ces particules relativistes. Le cadre théorique existe pour ces différents processus, mais une vision globale est encore hors d'atteinte, principalement à cause des difficultés sous-jacentes de leur mise en œuvre numérique et des performances encore trop faibles des ressources de calculs numériques.

⁶c'est-à-dire en introduisant l'évolution temporelle des processus.

Tab. 6.3: Coefficients de corrélation. Ces corrélations ont été analysées mathématiquement, mais nous rappelons que l'étude de certaines de ces corrélations est biaisée, soit par des contraintes observationnelles, soit par des choix faits *a priori* pour les valeurs de certains paramètres, comme δ_b , B ou n_1 .

Paramètre 1	Paramètre 2	Coefficient de corrélation ρ de PEARSON
z	r_b	0.68
γ_b	$\nu_s F_s(\nu_s)^{\text{peak}}$	0.32
γ_b	$\nu_c F_c(\nu_c)^{\text{peak}}$	0.11
γ_b	$\nu_s L_s(\nu_s)^{\text{peak}}$	-0.20
γ_b	$\nu_c L_c(\nu_c)^{\text{peak}}$	-0.19
$\nu_s L_s(\nu_s)^{\text{peak}}$	$\nu_c L_c(\nu_c)^{\text{peak}}$	0.99
ν_s^{peak}	$\nu_s L_s(\nu_s)^{\text{peak}}$	-0.10
ν_s^{peak}	$\nu_c L_c(\nu_c)^{\text{peak}}$	-0.07
ν_c^{peak}	$\nu_c L_c(\nu_c)^{\text{peak}}$	-0.23
ν_s^{peak}	ν_c^{peak}	0.60
K_1	U_{part}	-0.02
γ_b	U_{part}	-0.22
z	U_{part}	-0.16
B	L_{syn}	-0.07
δ_b	L_{syn}	0.03
δ_b	F_{syn}	-0.81
γ_b	ν_s^{peak}	0.29
γ_b	ν_c^{peak}	0.83
$L_{\text{IC}}/L_{\text{syn}}$	U_{part}/U_B	0.44
ν_s^{peak}	L_{syn}	-0.10
γ_b	L_{syn}	-0.20
U_{part}	L_{syn}	0.01
$\nu_c L_c(\nu_c)^{\text{peak}}/\nu_s L_s(\nu_s)^{\text{peak}}$	U_{part}/U_B	0.44
N_{tot}	U_{part}	0.04
r_b	L_{syn}	0.69
r_b	L_{IC}	0.62
r_b	F_{syn}	-0.19
r_b	F_{IC}	0.61
r_b^2	L_{IC}	0.76
z	L_{syn}	0.88
z	L_{IC}	0.84
z	$L_{\text{IC}}/L_{\text{syn}}$	0.37
δ_b	$L_{\text{IC}}/L_{\text{syn}}$	0.04
δ_b	L_{IC}	-0.01
δ_b	F_{IC}	-0.04
ν_c^{peak}	L_{IC}	-0.23
L_{syn}^2	L_{IC}	0.99
U_{part}	L_{IC}	0.05
$U_{\text{part}} \times \frac{4}{3} \pi r_b^3$	L_{IC}	0.99
N_{tot}	L_{IC}	0.99
$\frac{2L_{\text{syn}}^2}{B^2 r_b^2 c}$	L_{IC}	0.96
F_X	$F_{0.1 \text{ TeV}}$	0.18
L_X	$L_{0.1 \text{ TeV}}$	0.77

Tab. 6.4: Paramètres utilisés pour la modélisation SSC stationnaire. Les sources sont présentées par ordre alphabétique.

Source	Figure	z	δ_b	B (G)	r_b (cm)	K_1 (cm ⁻³)	n_1	n_2	γ_{\min}	γ_b	γ_c	Réf. du modèle
1ES 0229+200	6.16	0.1396	20	0.10	5.1×10^{15}	1.2×10^4	2.0	2.9	10^3	7.0×10^4	10^6	ce travail
1ES 0347-121	6.20	0.188	25	0.10	4.5×10^{15}	1.2×10^4	2.0	3.3	10^3	1.8×10^5	10^6	ce travail
1ES 0806+524	6.15	0.138	20	0.10	9.0×10^{15}	2.3×10^4	2.0	3.3	10^3	8.0×10^3	10^6	ce travail
1ES 1011+496	6.21	0.212	20	0.15	1.6×10^{16}	4.9×10^3	2.0	5.0	10^3	5.0×10^4	10^6	ce travail
1ES 1101-232	6.19	0.186	25	0.10	1.45×10^{16}	6.8×10^2	2.0	3.6	10^3	1.8×10^5	10^6	Aharonian et al. (2007f)
1ES 1218+304	6.18	0.182	20	0.10	6.0×10^{15}	1.5×10^4	2.0	3.7	10^3	1.5×10^5	10^6	ce travail
1ES 1959+650	6.6	0.048	20	0.01	1.8×10^{16}	5.9×10^3	2.0	4.4	1	7.0×10^5	5.0×10^6	ce travail
1ES 2344+514	6.4	0.044	20	0.10	3.5×10^{15}	1.2×10^4	2.0	3.3	10^3	4.0×10^4	10^6	ce travail
3C 279	6.24	0.536	20	0.15	2.3×10^{16}	5.4×10^4	2.0	3.5	1	7.5×10^3	5.0×10^5	ce travail
BL Lac	6.7	0.0688	20	0.20	7.0×10^{15}	4.5×10^4	2.0	3.8	10	3.5×10^3	5.0×10^5	ce travail
Cen A	5.19	0.001830	8.0	10.0	8.0×10^{13}	4.0×10^4	2.0	3.5	10^3	3.5×10^5	6.0×10^6	Lenain et al. (2008a)
H 1426+428	6.13	0.129	20	0.10	2.0×10^{15}	7.3×10^4	2.0	3.0	10^3	4.0×10^5	2.0×10^6	ce travail
H 2356-309	6.17	0.165	18.0	0.16	3.4×10^{15}	1.1×10^4	2.0	4.0	10^3	2.5×10^5	3.0×10^6	Aharonian et al. (2006h)
M 87	6.1	0.00436	19.9	0.01	4.8×10^{14}	1.8×10^4	1.5	3.5	10^3	10^4	10^7	Lenain et al. (2008a)
Mrk 180	6.5	0.0460	20	0.10	2.5×10^{15}	2.4×10^4	2.0	3.7	10^3	5.0×10^4	10^6	ce travail
Mrk 421	6.2	0.0300	20	0.10	5.0×10^{15}	7.3×10^5	2.4	4.5	10^3	10^5	10^6	ce travail
Mrk 501	6.3	0.0336	14	0.15	4.2×10^{15}	9.0×10^2	1.8	2.7	10^3	2.2×10^5	4.0×10^6	Katarzyński et al. (2001)
PKS 0548-322	6.8	0.069	20	0.10	4.1×10^{15}	2.2×10^3	2.0	3.4	10^3	4.0×10^5	3.0×10^6	ce travail
PKS 2005-489	6.9	0.071	18	0.20	5.0×10^{15}	5.4×10^4	2.0	5.0	10^3	2.0×10^4	10^6	ce travail
PKS 2155-304	6.12	0.116	25	0.21	1.2×10^{15}	3.9×10^3	1.7	4.65	10^3	1.5×10^5	3.0×10^5	Aharonian et al. (2005a)
RGB J0152+017	6.10	0.080	25	0.10	1.5×10^{15}	3.1×10^4	2.0	3.0	1	7.0×10^4	4.0×10^5	Aharonian et al. (2008k)
W Comae	6.11	0.102	20	0.10	4.0×10^{15}	2.4×10^5	2.0	4.2	10^3	1.5×10^4	10^6	ce travail

Tab. 6.5: Paramètres dérivés de la modélisation SSC stationnaire. Les sources sont présentées par ordre alphabétique.

Source	ν_s^{peak} (Hz)	$\nu_s L_s(\nu_s)^{\text{peak}}$ (erg s ⁻¹)	L_{syn} (erg s ⁻¹)	ν_c^{peak} (Hz)	$\nu_c L_c(\nu_c)^{\text{peak}}$ (erg s ⁻¹)	L_{IC} (erg s ⁻¹)	$L_{\text{IC}}/L_{\text{syn}}$
1ES 0229+200	5.0×10^{17}	4.4×10^{44}	3.3×10^{45}	2.0×10^{25}	6.9×10^{44}	4.4×10^{45}	1.3
1ES 0347-121	5.0×10^{17}	1.4×10^{45}	8.2×10^{45}	2.0×10^{25}	1.4×10^{45}	9.7×10^{45}	1.2
1ES 0806+524	8.7×10^{14}	4.0×10^{44}	3.4×10^{45}	4.3×10^{23}	9.2×10^{44}	8.1×10^{45}	2.4
1ES 1011+496	1.6×10^{16}	4.9×10^{45}	2.4×10^{46}	7.1×10^{24}	8.3×10^{45}	4.8×10^{46}	2.0
1ES 1101-232	3.1×10^{17}	2.4×10^{45}	1.4×10^{46}	2.0×10^{25}	4.7×10^{44}	3.1×10^{45}	0.22
1ES 1218+304	1.9×10^{17}	1.2×10^{45}	7.1×10^{45}	2.0×10^{25}	2.4×10^{45}	1.5×10^{46}	2.1
1ES 1959+650	3.1×10^{17}	5.5×10^{44}	2.9×10^{45}	5.7×10^{25}	2.0×10^{45}	1.4×10^{46}	4.9
1ES 2344+514	2.7×10^{16}	6.0×10^{43}	4.6×10^{44}	1.0×10^{25}	7.1×10^{43}	4.5×10^{44}	0.99
3C 279	5.3×10^{14}	2.9×10^{46}	2.1×10^{47}	8.5×10^{22}	3.2×10^{47}	3.0×10^{48}	13.9
BL Lac	2.0×10^{14}	5.5×10^{44}	3.5×10^{45}	4.6×10^{21}	5.9×10^{44}	5.4×10^{45}	1.6
Cen A	6.6×10^{19}	5.0×10^{42}	3.4×10^{43}	5.7×10^{25}	2.2×10^{40}	1.2×10^{41}	3.6×10^{-3}
H 1426+428	2.2×10^{18}	7.7×10^{44}	4.5×10^{45}	2.8×10^{25}	1.3×10^{45}	9.6×10^{45}	2.1
H 2356-309	5.0×10^{17}	4.4×10^{44}	2.6×10^{45}	2.0×10^{25}	2.4×10^{44}	1.6×10^{45}	0.62
M 87	1.2×10^{14}	5.2×10^{40}	3.7×10^{41}	1.1×10^{23}	4.7×10^{41}	4.3×10^{42}	11.5
Mrk 180	2.7×10^{16}	4.9×10^{43}	3.1×10^{44}	1.0×10^{25}	8.0×10^{43}	4.9×10^{44}	1.6
Mrk 421	4.3×10^{16}	2.3×10^{44}	1.5×10^{45}	7.1×10^{24}	4.6×10^{44}	3.4×10^{45}	2.3
Mrk 501	2.5×10^{19}	5.5×10^{44}	3.7×10^{45}	5.7×10^{25}	1.4×10^{44}	9.0×10^{44}	0.24
PKS 0548-322	2.2×10^{18}	1.7×10^{44}	1.1×10^{45}	4.0×10^{25}	2.1×10^{43}	1.4×10^{44}	0.14
PKS 2005-489	3.8×10^{15}	7.7×10^{44}	3.8×10^{45}	8.7×10^{23}	2.6×10^{45}	1.6×10^{46}	4.3
PKS 2155-304	3.0×10^{17}	8.0×10^{44}	3.4×10^{45}	2.9×10^{25}	1.1×10^{45}	5.8×10^{45}	1.7
RGB J0152+017	1.1×10^{17}	6.0×10^{43}	3.6×10^{44}	2.0×10^{25}	7.4×10^{43}	4.6×10^{44}	1.3
W Comae	1.4×10^{15}	5.4×10^{44}	2.9×10^{45}	3.1×10^{23}	6.1×10^{45}	4.2×10^{46}	14.2

Tab. 6.6: Densités de flux intégrées et autres paramètres énergétiques. Les sources sont présentées par ordre alphabétique.

Source	F_{syn} (erg cm ⁻² s ⁻¹)	F_{IC} (erg cm ⁻² s ⁻¹)	U_B (erg cm ⁻³)	U_{part} (erg cm ⁻³)	e_B
1ES 0229+200	7.2×10^{-11}	9.7×10^{-11}	4.0×10^{-4}	5.2×10^{-2}	7.7×10^{-3}
1ES 0347-121	9.8×10^{-11}	1.2×10^{-10}	4.0×10^{-4}	5.8×10^{-2}	6.9×10^{-3}
1ES 0806+524	7.5×10^{-11}	1.8×10^{-10}	4.0×10^{-4}	5.3×10^{-2}	7.5×10^{-3}
1ES 1011+496	2.3×10^{-10}	4.5×10^{-10}	9.0×10^{-4}	1.7×10^{-2}	5.3×10^{-2}
1ES 1101-232	1.7×10^{-10}	3.7×10^{-11}	4.0×10^{-4}	3.2×10^{-3}	0.12
1ES 1218+304	8.9×10^{-11}	1.9×10^{-10}	4.0×10^{-4}	6.6×10^{-2}	6.0×10^{-3}
1ES 1959+650	5.7×10^{-10}	2.8×10^{-9}	4.0×10^{-6}	6.7×10^{-2}	6.0×10^{-5}
1ES 2344+514	1.0×10^{-10}	1.0×10^{-10}	4.0×10^{-4}	4.3×10^{-2}	9.2×10^{-3}
3C 279	2.7×10^{-10}	3.8×10^{-9}	9.0×10^{-4}	0.42	2.1×10^{-3}
BL Lac	3.2×10^{-10}	5.1×10^{-10}	1.6×10^{-3}	0.24	6.7×10^{-3}
Cen A	4.6×10^{-9}	1.7×10^{-11}	4.0	0.21	18.6
H 1426+428	1.2×10^{-10}	2.5×10^{-10}	4.0×10^{-4}	0.41	9.8×10^{-4}
H 2356-309	4.0×10^{-11}	2.5×10^{-11}	1.0×10^{-3}	5.4×10^{-2}	1.9×10^{-2}
M 87	8.9×10^{-12}	1.0×10^{-10}	4.0×10^{-6}	3.0	1.3×10^{-6}
Mrk 180	6.5×10^{-11}	1.0×10^{-10}	4.0×10^{-4}	8.8×10^{-2}	4.5×10^{-3}
Mrk 421	7.4×10^{-10}	1.7×10^{-9}	4.0×10^{-4}	8.2×10^{-2}	4.9×10^{-3}
Mrk 501	1.5×10^{-9}	3.6×10^{-10}	9.0×10^{-4}	3.9×10^{-2}	2.3×10^{-2}
PKS 0548-322	9.8×10^{-11}	1.3×10^{-11}	4.0×10^{-4}	1.2×10^{-2}	3.3×10^{-2}
PKS 2005-489	3.3×10^{-10}	1.4×10^{-9}	1.6×10^{-3}	0.15	1.1×10^{-2}
PKS 2155-304	1.1×10^{-10}	1.9×10^{-10}	1.8×10^{-3}	0.33	5.3×10^{-3}
RGB J0152+017	2.5×10^{-11}	3.2×10^{-11}	4.0×10^{-4}	0.30	1.3×10^{-3}
W Comae	1.2×10^{-10}	1.7×10^{-9}	4.0×10^{-4}	0.61	6.5×10^{-4}

Chapitre 7

Conclusions et perspectives

Everything that has a beginning has an end.

The Oracle, The Matrix Revolutions

Alles hat ein Ende, nur die Wurst hat zwei. (Everything has an end, only the sausage has two of them.)

Proverbe allemand

Nous avons étudié l'émission multi-longueurs d'onde des Noyaux Actifs de Galaxies (**NAG**) connus aux très hautes énergies (**THE**), en nous focalisant sur les modélisations leptoniques de ces objets. Nous avons décrit un modèle Synchrotron self-COMPTON (**SSC**) stationnaire à deux zones, pour rendre compte des observations de blazars en état calme. Ce modèle reproduit correctement les données de la source RGB J0157+017, récemment découverte avec le High Energy Stereoscopic System (**H.E.S.S.**). Cette étude nous a permis de conclure fermement sur la nature de type *high-frequency-peaked BL Lac* (**HBL**) de cet objet.

Nous avons généralisé ce modèle à des sources non-blazars dont le jet est non aligné avec la ligne de visée. Ainsi, nous interprétons de façon originale l'émission γ **THE** de deux radio galaxies, M 87 et Cen A, dans le cadre d'un modèle similaire à ceux généralement appliqué aux blazars. Dans ce modèle, la zone d'émission est très proche du trou noir central, au voisinage de la surface d'Alfvén décrite par les théories et simulations de formation de jet relativiste. Ce modèle reproduit correctement les données multi-longueurs d'onde de la radio galaxie M 87, et nous avons vu que notre prédiction de flux au TeV pour la radio galaxie Cen A a été pleinement confirmée avec la découverte de rayonnement γ **THE** en provenance de cet objet avec **H.E.S.S.** Les découvertes au TeV à la fois de M 87, de Cen A, et peut-être de 3C 66B, ancrent fermement les radio galaxies au sein de la famille des objets extrêmes rayonnant sur une large gamme d'énergies, de la radio aux **THE**.

Nous avons aussi interprété l'émission hautement variable du blazar PKS 2155–304 telle qu'observée en état actif avec **H.E.S.S.** en Juillet 2006, dans le cadre d'un modèle **SSC** dépendant du temps. Cette interprétation permet de rendre compte de la corrélation quasi cubique $F_X \propto F_{\text{VHE}}^3$ entre le flux en rayons X et celui au TeV, en proposant que l'émission X soit dominée par le rayonnement du jet étendu, et que celle aux **THE** soit dominée par un nodule dense au sein du jet. Une occurrence extrême d'un tel évènement a été observée dans l'objet 1ES 1959+650 en 2002, lors de la détection

d’une éruption orpheline au TeV. Ce comportement extrême peut également être correctement décrit dans le même cadre utilisé pour les éruptions de PKS 2155–304 de 2006.

Suite à la détection aux **THE** de près de 30 sources extragalactiques, nous avons entrepris une étude cohérente et systématique de l’ensemble de ces objets dans le cadre d’un modèle **SSC** stationnaire. Bien que le nombre de ces objets soit encore peu élevé, nous avons testé l’homogénéité de l’échantillon et entamé une étude préliminaire des corrélations entre les paramètres calculées d’après notre modèle, ainsi que les grandeurs dérivées. Cette étude, tout comme des travaux extérieurs, semble suggérer la nécessité d’un ré-examen de la séquence des blazars, tout au moins sous sa forme initiale. Nous obtenons aussi des diagnostics intéressants, comme une relation entre la luminosité en rayons X et celle aux **THE**, qui permettraient d’établir une nouvelle stratégie pour la recherche de blazars candidats aux **THE** pour la phase 2 du projet **H.E.S.S.**, ainsi que d’évaluer le nombre de blazars potentiellement détectables par l’observatoire ČERENKOV Telescope Array (**CTA**). Dans un futur proche, nous terminerons cette étude et fournirons d’autres diagnostics similaires.

Une question reste en suspens concernant l’origine leptonique ou hadronique de l’émission de ces objets. Les observations de *Fermi* ainsi que celles de **H.E.S.S. II**, et plus tard de **CTA**, nous permettront peut-être de discriminer entre ces deux familles de modèles, en récoltant des informations à la fois sur la forme spectrale de la composante COMPTON inverse ainsi que des données détaillées de l’évolution temporelle de ces sources. Nous avons ainsi entamé un travail d’investigation de scénarios mixtes leptohadroniques pour la modélisation de leur rayonnement multi-longueurs d’onde.

De même, nous avons également entrepris une large étude numérique, à l’aide de la grille de calcul européenne Enabling Grids for E-sciencE (**EGEE**), afin de balayer l’espace des paramètres de nos modèles leptoniques **SSC** stationnaires et dépendant du temps (voir le chapitre **C** en annexe). À peine entamée, cette étude pourrait permettre d’explorer de manière exhaustive la dégénérescence de paramètres de ces modèles, mais aussi de fournir une grille complète de solutions à comparer aux observations futures des instruments ČERENKOV.

L’astrophysique γ **THE** étant encore jeune, il n’existe pas d’outil intégré à l’Observatoire Virtuel permettant à la communauté astrophysique d’avoir accès simplement aux données de haut niveau obtenues par les expériences ČERENKOV. Nous travaillons actuellement au développement d’une base de données pour récolter les spectres et courbes de lumière des objets extragalactiques détectés avec **H.E.S.S.** (voir le chapitre **D** en annexe).

Après les blazars et les radio galaxies, l’espace extragalactique vient de dévoiler un nouveau type de sources cosmiques aux **THE**. Les récentes découvertes par **H.E.S.S.** et **VERITAS** des galaxies à flambées d’étoiles NGC 253 et M 82 montrent bien le dynamisme de l’astrophysique γ **THE**. La richesse et la diversité offertes par ce domaine de l’astrophysique lui laissent présager d’un bel avenir, avec peut-être la découverte de nombreuses nouvelles classes d’objet émetteurs au TeV. Ainsi, l’observatoire **CTA**, véritable effort de collaboration internationale regroupant une grande partie des principaux acteurs mondiaux de l’astrophysique à imagerie ČERENKOV, ouvrira ce domaine à l’ensemble de la communauté astrophysique, et aura très certainement un impact important sur notre connaissance du cosmos.

Bibliographie

- Abdo, A. A., et al. (*Fermi*/LAT collaboration) 2009a, *ApJ*, 699, 31
- Abdo, A. A., et al. (*Fermi*/LAT collaboration) 2009b, *ApJS*, 183, 46
- Abdo, A. A., et al. (*Fermi*/LAT collaboration) 2009c, *ApJ*, 700, 597
- Abraham, J., et al. (PAO collaboration) 2007, *Science*, 318, 938
- Abraham, J., et al. (PAO collaboration) 2008, *Astroparticle Physics*, 29, 188
- Acciari, V. A., et al. (VERITAS collaboration) 2008a, *ApJ*, 679, 1427
- Acciari, V. A., et al. (VERITAS collaboration) 2008b, *ApJ*, 679, 397
- Acciari, V. A., et al. (VERITAS collaboration) 2008c, *ApJ*, 684, L73
- Acciari, V. A., et al. (VERITAS collaboration), Walker, R. C., et al. (VLBA 43 GHz M 87 monitoring team), Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration), & Anderhub, H., et al. (MAGIC collaboration) 2009a, *Science*, 325, 444
- Acciari, V. A., et al. (VERITAS collaboration) 2009b, *ApJ*, 693, L104
- Acciari, V. A., et al. (VERITAS collaboration) 2009c, *ApJ*, 690, L126
- Acciari, V. A., et al. (VERITAS collaboration) 2009d, *ApJ*, 695, 1370
- Aharonian, F. A., et al. (HEGRA collaboration) 1997, *A&A*, 327, L5
- Aharonian, F. A., et al. (HEGRA collaboration) 1999a, *A&A*, 350, 757
- Aharonian, F. A., et al. (HEGRA collaboration) 1999b, *A&A*, 349, 29
- Aharonian, F. A., et al. (HEGRA collaboration) 1999c, *A&A*, 349, 11
- Aharonian, F. A., et al. (HEGRA collaboration) 1999d, *A&A*, 342, 69
- Aharonian, F. A., et al. (HEGRA collaboration) 2001, *ApJ*, 546, 898
- Aharonian, F. A., et al. (HEGRA collaboration) 2002b, *A&A*, 393, 89
- Aharonian, F. A., et al. (HEGRA collaboration) 2003a, *A&A*, 403, L1
- Aharonian, F. A., et al. (HEGRA collaboration) 2003b, *A&A*, 403, 523
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2004a, *A&A*, 425, L13
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2004b, *Nature*, 432, 75
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2004c, *Astroparticle Physics*, 22, 109
- Aharonian, F. A., et al. (HEGRA collaboration) 2004d, *A&A*, 421, 529
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2005a, *A&A*, 442, 895
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2005b, *Science*, 307, 1938
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2005c, *A&A*, 439, 1013
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2005d, *A&A*, 437, L7
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2005e, *A&A*, 432, L9
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2005f, *A&A*, 435, L17
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2005g, *A&A*, 442, L25
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2005h, *A&A*, 442, 1

- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2005i, *A&A*, 430, 865
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2005j, *A&A*, 436, L17
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2005k, *A&A*, 437, 95
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2005l, *A&A*, 441, 465
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2005m, *A&A*, 442, 177
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2006a, *ApJ*, 636, 777
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2006b, *A&A*, 457, 899
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2006c, *A&A*, 460, 743
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2006d, *Nature*, 439, 695
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2006e, *Nature*, 440, 1018
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2006f, *A&A*, 448, L19
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2006g, *Science*, 314, 1424
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2006h, *A&A*, 455, 461
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2007a, *A&A*, 467, 1075
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2007b, *ApJ*, 664, L71
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2007c, *A&A*, 475, L9
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2007d, *A&A*, 473, L25
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2007e, *arXiv:0710.4057*
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2007f, *A&A*, 470, 475
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2008a, *A&A*, 477, 353
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2008b, *A&A*, 492, L25
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2008c, *A&A*, 486, 829
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2008d, *A&A*, 481, 401
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2008e, *A&A*, 483, 509
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2008f, *A&A*, 484, 435
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2008g, *Phys. Rev. D*, 78, 072008
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2008h, *Physical Review Letters*, 101, 170402
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2008i, *Physical Review Letters*, 101, 261104
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2008k, *A&A*, 481, L103
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2008l, *A&A*, 477, 481
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2008m, *A&A*, 478, 387
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2009a, *A&A*, 499, 723
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2009b, *ApJ*, 692, 1500
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2009c, *A&A*, 499, 273
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2009d, *ApJ*, 695, L40
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) & Abdo, A. A., et al. (*Fermi*/LAT collaboration) 2009e, *ApJ*, 696, L150
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2009f, *A&A*, 495, 505
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2009g, *ApJ*, 690, 1068
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2009h, *A&A*, 495, 27
- Aharonian, F. A., et al. (H.E.S.S. collaboration) 2009i, *ApJ*, 691, 175

- Aharonian, F. A., et al. (**H.E.S.S.** collaboration) 2009j, *A&A*, 502, 749
- Aharonian, F. A. 2000, *New Astronomy*, 5, 377
- Aharonian, F. A. 2002, *MNRAS*, 332, 215
- Aharonian, F. A. 2004, Very high energy cosmic gamma radiation : a crucial window on the extreme Universe, ed. F. A. Aharonian (pp. 495. ISBN 981-02-4573-4. World Scientific.)
- Aharonian, F. A., Belyanin, A. A., Derishev, E. V., Kocharovsky, V. V., & Kocharovsky, V. V. 2002a, *Phys. Rev. D*, 66, 023005
- Aharonian, F. A., Khangulyan, D., & Costamante, L. 2008j, *MNRAS*, 387, 1206
- Albert, J., et al. (**MAGIC** collaboration) 2006a, *Science*, 312, 1771
- Albert, J., et al. (**MAGIC** collaboration) 2006b, *ApJ*, 648, L105
- Albert, J., et al. (**MAGIC** collaboration) 2006c, *ApJ*, 642, L119
- Albert, J., et al. (**MAGIC** collaboration) 2006d, *ApJ*, 639, 761
- Albert, J., et al. (**MAGIC** collaboration) 2007a, *ApJ*, 669, 862
- Albert, J., et al. (**MAGIC** collaboration) 2007b, *ApJ*, 667, L21
- Albert, J., et al. (**MAGIC** collaboration) 2007c, *ApJ*, 666, L17
- Albert, J., et al. (**MAGIC** collaboration) 2007d, *ApJ*, 662, 892
- Albert, J., et al. (**MAGIC** collaboration) 2007e, *ApJ*, 663, 125
- Albert, J., et al. (**MAGIC** collaboration) 2007f, *ApJ*, 654, L119
- Albert, J., et al. (**MAGIC** collaboration) 2008a, *Physics Letters B*, 668, 253
- Albert, J., et al. (**MAGIC** collaboration) 2008b, *ApJ*, 685, L23
- Albert, J., et al. (**MAGIC** collaboration) 2008c, *Science*, 320, 1752
- Albert, J., et al. (**MAGIC** collaboration) 2009, *ApJ*, 693, 303
- Alexander, T. 1997, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 218, *Astronomical Time Series*, ed. D. Maoz, A. Sternberg, & E. M. Leibowitz, 163
- Alfaro, J., Morales-Técotl, H. A., & Urrutia, L. F. 2002, *Phys. Rev. D*, 65, 103509
- Aliu, E., et al. (**MAGIC** collaboration) 2008, *Science*, 322, 1221
- Aliu, E., et al. (**MAGIC** collaboration) 2009, *ApJ*, 692, L29
- Allen, W. H., et al. (JANZOS collaboration) 1993, *Astroparticle Physics*, 1, 269
- Amelino-Camelia, G., Ellis, J., Mavromatos, N. E., Nanopoulos, D. V., & Sarkar, S. 1998, *Nature*, 395, 525
- Amelino-Camelia, G., Mandanici, G., Procaccini, A., & Kowalski-Glikman, J. 2005, *International Journal of Modern Physics A*, 20, 6007
- Amenomori, M., et al. (Tibet AS γ collaboration) 2000, *ApJ*, 532, 302
- Amenomori, M., et al. (Tibet AS γ collaboration) 2003, *ApJ*, 598, 242
- Antonucci, R. R. J. 1983, *Nature*, 303, 158
- Antonucci, R. R. J. 1993, *ARA&A*, 31, 473
- Atkins, R., et al. (MILAGRO collaboration) 1999, *ApJ*, 525, L25
- Atkins, R., et al. (MILAGRO collaboration) 2004, *ApJ*, 608, 680
- Bai, J. M. & Lee, M. G. 2001, *ApJ*, 549, L173
- Baring, M. G. 2004, *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 136, 198
- Bavouzet, N., Dole, H., Le Floc'h, E., et al. 2008, *A&A*, 479, 83
- Beall, J. H. & Bednarek, W. 1999, *ApJ*, 510, 188

- Becker, R. H., White, R. L., & Edwards, A. L. 1991, *ApJS*, 75, 1
- Begelman, M. C., Fabian, A. C., & Rees, M. J. 2008, *MNRAS*, 384, L19
- Begelman, M. C. & Sikora, M. 1987, *ApJ*, 322, 650
- Beilicke, M., et al., (for the **H.E.S.S.** collaboration) 2005, [arXiv:astro-ph/0504395](#)
- Beilicke, M., Götting, N., & Thuczykont, M. 2004, *New Astronomy Review*, 48, 407
- Berghöfer, T. W., Bowyer, S., & Korpela, E. 2000, *ApJ*, 535, 615
- Bernlöhr, K., Carrol, O., Cornils, R., et al. 2003, *Astroparticle Physics*, 20, 111
- Bessell, M. S. 1990, *PASP*, 102, 1181
- Bettoni, D., Falomo, R., Fasano, G., & Govoni, F. 2003, *A&A*, 399, 869
- Biretta, J. A., Junor, W., & Livio, M. 2002, *New Astronomy Review*, 46, 239
- Biretta, J. A., Sparks, W. B., & Macchetto, F. 1999, *ApJ*, 520, 621
- Biretta, J. A., Stern, C. P., & Harris, D. E. 1991, *AJ*, 101, 1632
- Błażejowski, M., et al. (**VERITAS** collaboration) 2005, *ApJ*, 630, 130
- Bloom, S. D. & Marscher, A. P. 1996, *ApJ*, 461, 657
- Boettcher, M., Reimer, A., & Marscher, A. P. 2008, [arXiv:0810.4864](#)
- Böhringer, H., Belsole, E., Kennea, J., et al. 2001, *A&A*, 365, L181
- Boldt, E. & Loewenstein, M. 2000, *MNRAS*, 316, L29
- Bond, I. A., Ballet, J., Denis, M., et al. 1996, *A&A*, 307, 708
- Boone, L. M., Hinton, J. A., Bramel, D., et al. 2002, *ApJ*, 579, L5
- Böttcher, M. 2008, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1085, ed. F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. Rieger, 427–430
- Boutelier, T. 2009, Thèse de Doctorat, Université Grenoble I - Joseph Fourier
- Boutelier, T., Henri, G., & Petrucci, P.-O. 2008, *MNRAS*, 390, L73
- Bradbury, S. M., et al. (**HEGRA** collaboration) 1997, *A&A*, 320, L5
- Brinkmann, W., Maraschi, L., Treves, A., et al. 1994, *A&A*, 288, 433
- Brinkmann, W., Siebert, J., Feigelson, E. D., et al. 1997, *A&A*, 323, 739
- Burns, J. O., Feigelson, E. D., & Schreier, E. J. 1983, *ApJ*, 273, 128
- Burrows, D. N., Hill, J. E., Nousek, J. A., et al. 2005, *Space Science Reviews*, 120, 165
- Capetti, A., Trussoni, E., Celotti, A., Feretti, L., & Chiaberge, M. 2000, *MNRAS*, 318, 493
- Cappellari, M., Neumayer, N., Reunanen, J., et al. 2009, *MNRAS*, 394, 660
- Carramiñana, A., Chadwick, P. M., Dipper, N. A., et al. 1990, *A&A*, 228, 327
- Carson, J. E., Kildea, J., Ong, R. A., et al. 2007, *ApJ*, 662, 199
- Catanese, M., Akerlof, C. W., Badran, H. M., et al. 1998, *ApJ*, 501, 616
- Celotti, A., Maraschi, L., Ghisellini, G., Caccianiga, A., & Maccacaro, T. 1993, *ApJ*, 416, 118
- Chadwick, P. M., Lyons, K., McComb, T. J. L., et al. 1999a, *ApJ*, 513, 161
- Chadwick, P. M., Lyons, K., McComb, T. J. L., et al. 1999b, *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 25, 1749
- Chadwick, P. M., Lyons, K., McComb, T. J. L., et al. 1999c, *Astroparticle Physics*, 11, 145
- Charlot, P., Gabuzda, D. C., Sol, H., Degrange, B., & Piron, F. 2006, *A&A*, 457, 455
- Chiaberge, M., Capetti, A., & Celotti, A. 2001, *MNRAS*, 324, L33

- Chiaberge, M. & Ghisellini, G. 1999, *MNRAS*, 306, 551
- Chiappetti, L. & Torroni, V. 1997, *IAU Circ.*, 6776, 2
- Cohen, M. H., Cannon, W., Purcell, G. H., et al. 1971, *ApJ*, 170, 207
- Collmar, W., Reimer, O., Bennett, K., et al. 2000, *A&A*, 354, 513
- Combi, J. A. & Romero, G. E. 1997, *A&AS*, 121, 11
- Condon, J. J., Helou, G., Sanders, D. B., & Soifer, B. T. 1996, *ApJS*, 103, 81
- Cooke, B. A., Ricketts, M. J., Maccacaro, T., et al. 1978, *MNRAS*, 182, 489
- Coppi, P. S. & Blandford, R. D. 1990, *MNRAS*, 245, 453
- Cornils, R., Gillessen, S., Jung, I., et al. 2003, *Astroparticle Physics*, 20, 129
- Costamante, L., Aharonian, F. A., Bühler, R., et al. 2008, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1085, ed. F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. Rieger, 644–647
- Costamante, L. & Ghisellini, G. 2002, *A&A*, 384, 56
- Croston, J. H., Kraft, R. P., Hardcastle, M. J., et al. 2009, *MNRAS*, 395, 1999
- Cuoco, A. & Hannestad, S. 2008, *Phys. Rev. D*, 78, 023007
- Daniel, M. K., et al. (**VERITAS** collaboration) 2005, *ApJ*, 621, 181
- Dar, A. & Laor, A. 1997, *ApJ*, 478, L5
- de Naurois, M., Guy, J., Djannati-Ataï, A., Tavernet, J.-P. (for the **H.E.S.S.** collaboration) 2003, *International Cosmic Ray Conference*, 5, 2907
- de Vaucouleurs, G. 1948, *Annales d’Astrophysique*, 11, 247
- Dermer, C. D., & Schlickeiser, R. 1993, *ApJ*, 416, 458
- Dermer, C. D., Schlickeiser, R., & Mastichiadis, A. 1992, *A&A*, 256, L27
- Dieckmann, M. E., Shukla, P. K., & Drury, L. O. C. 2008, *ApJ*, 675, 586
- Djannati-Ataï, A. (for the **CAT** collaboration) 2003, *Active Galactic Nuclei : From Central Engine to Host Galaxy*, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 290, ed. S. Collin, F. Combes, & I. Shlosman, 291
- Djannati-Ataï, A., et al. (**CAT** collaboration) 1999, *A&A*, 350, 17
- Djannati-Ataï, A., et al. (**CAT** collaboration) 2002, *A&A*, 391, L25
- Dole, H., Lagache, G., Puget, J.-L., et al. 2006, *A&A*, 451, 417
- Donnarumma, I., et al. (**VERITAS** collaboration) 2009, *ApJ*, 691, L13
- Edelson, R. A. & Krolik, J. H. 1988, *ApJ*, 333, 646
- Einstein, A. 1905, *Annalen der Physik*, 322, 891
- Ellis, J., Mavromatos, N. E., & Nanopoulos, D. V. 2008, *Physics Letters B*, 665, 412
- Evans, D. A., Kraft, R. P., Worrall, D. M., et al. 2004, *ApJ*, 612, 786
- Fanaroff, B. L. & Riley, J. M. 1974, *MNRAS*, 167, 31P
- Feldman, G. J. & Cousins, R. D. 1998, *Phys. Rev. D*, 57, 3873
- Fermi, E. 1949, *Physical Review*, 75, 1169
- Fioc, M. & Rocca-Volmerange, B. 1997, *A&A*, 326, 950
- Foschini, L., Ghisellini, G., Raiteri, C. M., et al. 2006, *A&A*, 453, 829
- Foschini, L., Ghisellini, G., Tavecchio, F., et al. 2007, *ApJ*, 657, L81
- Fossati, G., Maraschi, L., Celotti, A., Comastri, A., & Ghisellini, G. 1998, *MNRAS*, 299, 433
- Franceschini, A., Rodighiero, G., & Vaccari, M. 2008, *A&A*, 487, 837

- Frank, J., King, A., & Raine, D. J. 2002, *Accretion Power in Astrophysics : Third Edition*, ed. J. Frank, A. King & D. J. Raine (pp. 398. ISBN 0521620538. Cambridge University Press.)
- Funk, S., Hermann, G., Hinton, J., et al. 2004, *Astroparticle Physics*, 22, 285
- Funk, S., Hinton, J. A., Hermann, G., & Digel, S. 2008, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1085, ed. F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. Rieger, 886–889
- Galinsky, V. L. & Shevchenko, V. I. 2007, *ApJ*, 669, L109
- Gaskell, C. M. & Peterson, B. M. 1987, *ApJS*, 65, 1
- Gehrels, N. & Cheung, C. 1992, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 254, ed. S. S. Holt, S. G. Neff, & C. M. Urry, 348–355
- Georganopoulos, M., & Kazanas, D. 2003, *ApJ*, 594, L27
- Georganopoulos, M., Perlman, E. S., Kazanas, D., & McEnery, J. 2006, *ApJ*, 653, L5
- Ghisellini, G., Celotti, A., & Costamante, L. 2002, *A&A*, 386, 833
- Ghisellini, G., Celotti, A., Fossati, G., Maraschi, L., & Comastri, A. 1998, *MNRAS*, 301, 451
- Ghisellini, G. & Maraschi, L. 1989, *ApJ*, 340, 181
- Ghisellini, G. & Tavecchio, F. 2008a, *MNRAS*, 386, L28
- Ghisellini, G. & Tavecchio, F. 2008b, *MNRAS*, 387, 1669
- Ghisellini, G., Tavecchio, F., & Chiaberge, M. 2005, *A&A*, 432, 401
- Giebels, B., Dubus, G., & Khélifi, B. 2007, *A&A*, 462, 29
- Ginzburg, V. L. & Syrovatskii, S. I. 1965, *ARA&A*, 3, 297
- Giommi, P., Barr, P., Pollock, A. M. T., Garilli, B., & Maccagni, D. 1990, *ApJ*, 356, 432
- Giommi, P., Capalbi, M., Fiocchi, M., et al. 2002, in *Blazar Astrophysics with Beppo-SAX and Other Observatories*, ed. P. Giommi, E. Massaro, & G. Palumbo, 63
- Giommi, P., Colafrancesco, S., Cutini, S., et al. 2008, *A&A*, 487, L49
- Godambe, S. V., Rannot, R. C., Chandra, P., et al. 2008, *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 35, 065202
- Goldreich, P. & Julian, W. H. 1969, *ApJ*, 157, 869
- Gopal-Krishna, Dhurde, S., Sircar, P., & Wiita, P. J. 2007, *MNRAS*, 377, 446
- Gopal-Krishna, Wiita, P. J., & Dhurde, S. 2006, *MNRAS*, 369, 1287
- Gorbunov, D., Tinyakov, P., Tkachev, I., & Troitsky, S. 2008, *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 87, 461
- Gould, R. J. 1979, *A&A*, 76, 306
- Grandi, P., Malaguti, G., & Fiocchi, M. 2006, *ApJ*, 642, 113
- Grandi, P. & Palumbo, G. G. C. 2007, *ApJ*, 659, 235
- Griffith, M. R., Wright, A. E., Burke, B. F., & Ekers, R. D. 1995, *ApJS*, 97, 347
- Griffiths, R. E., Briel, U., Chaisson, L., & Tapia, S. 1979, *ApJ*, 234, 810
- Grindlay, J. E., Helmken, H. F., Brown, R. H., Davis, J., & Allen, L. R. 1975, *ApJ*, 197, L9
- Gutierrez, K., et al. (**VERITAS** collaboration) 2006, *ApJ*, 644, 742
- Guy, J. 2003, Thèse de Doctorat, Université Paris 6 - Pierre et Marie Curie
- Hague, J. D. (for the Pierre Auger collaboration) 2009, *International Cosmic Ray*

Conference, 0143

- Hardcastle, M. J., Cheung, C. C., Feain, I. J., & Stawarz, Ł. 2009, *MNRAS*, 393, 1041
- Hardcastle, M. J., Kraft, R. P., Sivakoff, G. R., et al. 2007, *ApJ*, 670, L81
- Hardcastle, M. J., Worrall, D. M., Kraft, R. P., et al. 2003, *ApJ*, 593, 169
- Häring-Neumayer, N., Cappellari, M., Rix, H.-W., et al. 2006, *ApJ*, 643, 226
- Harris, D. E., Cheung, C. C., Stawarz, Ł., Biretta, J. A., & Perlman, E. S. 2009, *ApJ*, 699, 305
- Hartman, R. C., Bertsch, D. L., Bloom, S. D., et al. 1999, *ApJS*, 123, 79
- Hauser, M., Möllenhoff, C., Pühlhofer, G., et al. 2004, *Astronomische Nachrichten*, 325, 659
- Hauser, M. G. & Dwek, E. 2001, *ARA&A*, 39, 249
- Hawarden, T. G., Sandell, G., Matthews, H. E., et al. 1993, *MNRAS*, 260, 844
- Hayashida, N., et al. (Utah Seven Telescope Array collaboration) 1998, *ApJ*, 504, L71
- Henri, G. & Saugé, L. 2006, *ApJ*, 640, 185
- Hermann, G., Hofmann, W., Schweizer, T., Teshima, M., (for the **CTA** consortium) 2007, [arXiv:0709.2048](#)
- Hillas, A. M. 1985, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 3, ed. F. C. Jones, 445–448
- Hinton, J. A., (for the **H.E.S.S.** collaboration) 2004, *New Astronomy Review*, 48, 331
- Hochmuth, K. A. & Sigl, G. 2007, *Phys. Rev. D*, 76, 123011
- Hofmann, W., (for the **H.E.S.S.** collaboration) 2003, in International Cosmic Ray Conference, 2811
- Holder, J., et al. (**VERITAS** collaboration) 2003, *ApJ*, 583, L9
- Hooper, D. & Serpico, P. D. 2007, *Physical Review Letters*, 99, 231102
- Horan, D., et al. (**VERITAS** collaboration) 2002, *ApJ*, 571, 753
- Horan, D., et al. (**VERITAS** collaboration, UMRAO team & Metsähovi team) 2009, *ApJ*, 695, 596
- Horan, D. & Wakely, S. 2008, in AAS/High Energy Astrophysics Division, Vol. 10, AAS/High Energy Astrophysics Division, #41.06
- Horan, D. & Weekes, T. C. 2004, *New Astronomy Review*, 48, 527
- Horiuchi, S., Meier, D. L., Preston, R. A., & Tingay, S. J. 2006, *PASJ*, 58, 211
- Inoue, S. & Takahara, F. 1996, *ApJ*, 463, 555
- Israel, F. P. 1998, *A&A Rev.*, 8, 237
- Israel, F. P., van Dishoeck, E. F., Baas, F., et al. 1990, *A&A*, 227, 342
- Istomin, Y. N. & Sol, H. 2009, *Ap&SS*, 321, 57
- Itoh, C., et al. (**CANGAROO** collaboration) 2002, *A&A*, 396, L1
- Jahoda, K., Swank, J. H., Giles, A. B., et al. 1996, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 2808, Proc. SPIE Vol. 2808, p. 59-70, EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy VII, Oswald H. Siegmund; Mark A. Gummin; Eds., ed. O. H. Siegmund & M. A. Gummin, 59–70
- Jones, F. C. 1968, *Physical Review*, 167, 1159
- Jordán, A., Sivakoff, G. R., McLaughlin, D. E., et al. 2007, *ApJ*, 671, L117
- Kabuki, S., et al. (**CANGAROO** collaboration) 2007, *ApJ*, 668, 968

- Kachelriess, M., Ostapchenko, S., & Tomas, R. 2008, [arXiv:0805.2608](#)
- Kalberla, P. M. W., Burton, W. B., Hartmann, D., et al. 2005, *A&A*, 440, 775
- Kardashev, N. S. 1962, *Soviet Astronomy*, 6, 317
- Kataoka, J., Mattox, J. R., Quinn, J., et al. 1999, *ApJ*, 514, 138
- Katarzyński, K., Ghisellini, G., Tavecchio, F., et al. 2005, *A&A*, 433, 479
- Katarzyński, K., Lenain, J.-P., Zech, A., Boisson, C., & Sol, H. 2008, *MNRAS*, 390, 371
- Katarzyński, K., Sol, H., & Kus, A. 2001, *A&A*, 367, 809
- Katarzyński, K., Sol, H., & Kus, A. 2003, *A&A*, 410, 101
- Keel, W. C. 1985, *AJ*, 90, 2207
- Kinzer, R. L., Johnson, W. N., Dermer, C. D., et al. 1995, *ApJ*, 449, 105
- Kirk, J. G., Rieger, F. M., & Mastichiadis, A. 1998, *A&A*, 333, 452
- Kneiske, T. M., Bretz, T., Mannheim, K., & Hartmann, D. H. 2004, *A&A*, 413, 807
- Kneiske, T. M. & Dole, H. 2008, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1085, ed. F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. Rieger, 620–623
- Kneiske, T. M., Mannheim, K., & Hartmann, D. H. 2002, *A&A*, 386, 1
- Kotera, K. & Lemoine, M. 2008, *Phys. Rev. D*, 77, 123003
- Kraft, R. P., Forman, W. R., Jones, C., et al. 2002, *ApJ*, 569, 54
- Kraft, R. P., Kregenow, J. M., Forman, W. R., Jones, C., & Murray, S. S. 2001, *ApJ*, 560, 675
- Kraft, R. P., Nulsen, P. E. J., Birkinshaw, M., et al. 2007, *ApJ*, 665, 1129
- Kraft, R. P., Vázquez, S. E., Forman, W. R., et al. 2003, *ApJ*, 592, 129
- Krawczynski, H., Coppi, P. S., Maccarone, T., & Aharonian, F. A. 2000, *A&A*, 353, 97
- Krawczynski, H., Hughes, S. B., Horan, D., et al. 2004, *ApJ*, 601, 151
- Krennrich, F., et al. (**VERITAS** collaboration) 1999, *ApJ*, 511, 149
- Krennrich, F., et al. (**VERITAS** collaboration) 2002, *ApJ*, 575, L9
- Lang, K. R. 1999, *Astrophysical formulae*, ed. K. R. Lang
- Laurent-Muehleisen, S. A., Kollgaard, R. I., Ciardullo, R., et al. 1998, *ApJS*, 118, 127
- Laurent-Muehleisen, S. A., Kollgaard, R. I., Feigelson, E. D., Brinkmann, W., & Siebert, J. 1999, *ApJ*, 525, 127
- Le Bohec, S., et al. (**VERITAS** collaboration) 2004, *ApJ*, 610, 156
- Le Bohec, S., et al. (**CAT** collaboration) 1998, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 416, 425
- Lemièrre, A. 2006, *Thèse de Doctorat*, Université Paris 7 - Denis Diderot
- Lemoine-Goumard, M. 2006, *Thèse de Doctorat*, École Polytechnique
- Lemoine-Goumard, M., Degrange, B., & Tluczykont, M. 2006, *Astroparticle Physics*, 25, 195
- Lenain, J.-P., Boisson, C., Sol, H., & Katarzyński, K. 2008a, *A&A*, 478, 111
- Lenain, J.-P., et al., (for the **H.E.S.S.** collaboration) 2008b, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1085, ed. F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. Rieger, 415–418
- Lenain, J.-P., Daniel, M. K., Boisson, C., et al. 2009, [arXiv:0904.1660](#)
- Levinson, A. 2000, *Physical Review Letters*, 85, 912
- Li, T.-P. & Ma, Y.-Q. 1983, *ApJ*, 272, 317

- Li, T.-P., Qu, J.-L., Feng, H., et al. 2004, *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, 4, 583
- Longair, M. S. 1981, *High energy astrophysics*, ed. M. S. Longair
- Lyubarsky, Y. & Liverts, M. 2008, *ApJ*, 682, 1436
- Macchetto, F., Marconi, A., Axon, D. J., et al. 1997, *ApJ*, 489, 579
- Mannheim, K. 1993a, *A&A*, 269, 67
- Mannheim, K. 1993b, *Phys. Rev. D*, 48, 2408
- Mannheim, K. 1995, *A&A*, 297, 321
- Mannheim, K. 1996, *Space Science Reviews*, 75, 331
- Mannheim, K. 1998, *Science*, 279, 684
- Mannheim, K., Biermann, P. L., & Kruells, W. M. 1991, *A&A*, 251, 723
- Maraschi, L., Fossati, G., Tavecchio, F., et al. 1999, *ApJ*, 526, L81
- Maraschi, L., Ghisellini, G., & Celotti, A. 1992, *ApJ*, 397, L5
- Marconi, A., Pastorini, G., Pacini, F., et al. 2006, *A&A*, 448, 921
- Marconi, A., Schreier, E. J., Koekemoer, A., et al. 2000, *ApJ*, 528, 276
- Marcowith, A., Henri, G., & Renaud, N. 1998, *A&A*, 331, L57
- Marscher, A. P., Jorstad, S. G., D’Arcangelo, F. D., et al. 2008, *Nature*, 452, 966
- Marshall, H. L., Fruscione, A., & Carone, T. E. 1995, *ApJ*, 439, 90
- Massaro, E., Giommi, P., Leto, C., et al. 2009, *A&A*, 495, 691
- Mazin, D. & Raue, M. 2007, *A&A*, 471, 439
- McKinney, J. C. 2005a, [arXiv:astro-ph/0506368](#)
- McKinney, J. C. 2005b, [arXiv:astro-ph/0506369](#)
- McKinney, J. C. 2006, *MNRAS*, 368, 1561
- Meisenheimer, K., Tristram, K. R. W., Jaffe, W., et al. 2007, *A&A*, 471, 453
- Melia, F., Liu, S., & Fatuzzo, M. 2002, *ApJ*, 567, 811
- Mirabel, I. F., Laurent, O., Sanders, D. B., et al. 1999, *A&A*, 341, 667
- Moderski, R., Sikora, M., & Błażejowski, M. 2003, *A&A*, 406, 855
- Moskalenko, I. V., Stawarz, L., Porter, T. A., & Cheung, C. C. 2009, *ApJ*, 693, 1261
- Mücke, A., Engel, R., Rachen, J. P., Protheroe, R. J., & Stanev, T. 2000, *Computer Physics Communications*, 124, 290
- Mücke, A. & Protheroe, R. J. 2001, *Astroparticle Physics*, 15, 121
- Nahapetian, A. G. 1998, *Astrophysics*, 41, 80
- Nakase, T. & Nishijima, K., (for the **CANGAROO** collaboration) 2003, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 5, 2587
- Nedbal, D., et al., (for the **H.E.S.S.** collaboration) 2007, *The Astronomer’s Telegram*, 1295
- Neronov, A. & Aharonian, F. A. 2007, *ApJ*, 671, 85
- Neshpor, Y. I., Chalenko, N. N., Stepanian, A. A., et al. 2001, *Astronomy Reports*, 45, 249
- Neumayer, N., Cappellari, M., Reunanen, J., et al. 2007, *ApJ*, 671, 1329
- Nicastro, F., Zezas, A., Drake, J., et al. 2002, *ApJ*, 573, 157
- Nieppola, E., Valtaoja, E., Tornikoski, M., Hovatta, T., & Kotiranta, M. 2008, *A&A*, 488, 867

- Nilsson, K., Pursimo, T., Heidt, J., et al. 2003, *A&A*, 400, 95
- Nilsson, K., Pursimo, T., Sillanpää, A., Takalo, L. O., & Lindfors, E. 2008, *A&A*, 487, L29
- Nishijima, K., et al. (**CANGAROO** collaboration) 2001, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 7, 2626
- Nishiyama, T., et al. (Utah Seven Telescope Array collaboration) 1999, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 3, 370
- Oke, J. B., & Gunn, J. E. 1974, *ApJ*, 189, L5
- Okumura, K., et al. (**CANGAROO** collaboration) 2002, *ApJ*, 579, L9
- Ong, R. A., (for the **VERITAS** collaboration) 2009a, The Astronomer's Telegram, 1941
- Ong, R. A., (for the **VERITAS** collaboration) 2009b, The Astronomer's Telegram, 2084
- Orellana, M. & Romero, G. E. 2009, [arXiv:0902.0731](https://arxiv.org/abs/0902.0731)
- Ott, M., Witzel, A., Quirrenbach, A., et al. 1994, *A&A*, 284, 331
- Owocki, S. P., Romero, G. E., Townsend, R. H. D., & Araudo, A. T. 2009, *ApJ*, 696, 690
- Paciesas, W. S., Harmon, B. A., Wilson, C. A., et al. 1993, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 280, ed. M. Friedlander, N. Gehrels, & D. J. Maccomb, 473–477
- Padovani, P. 2007, *Ap&SS*, 309, 63
- Paltani, S. & Türler, M. 2005, *A&A*, 435, 811
- Peccei, R. D. & Quinn, H. R. 1977, Physical Review Letters, 38, 1440
- Perlman, E. S., Harris, D. E., Biretta, J. A., Sparks, W. B., & Macchetto, F. D. 2003, *ApJ*, 599, L65
- Perlman, E. S., Sparks, W. B., Radomski, J., et al. 2001, *ApJ*, 561, L51
- Perlman, E. S. & Wilson, A. S. 2005, *ApJ*, 627, 140
- Petry, D., et al. (**VERITAS** collaboration) 2002, *ApJ*, 580, 104
- Petry, D., et al. (**HEGRA** collaboration) 1996, *A&A*, 311, L13
- Pian, E., Falomo, R., Ghisellini, G., et al. 1996, *ApJ*, 459, 169
- Pigg, J. C., & Cohen, M. H. 1971, *PASP*, 83, 680
- Piner, B. G., Bhattarai, D., Edwards, P. G. & Jones, D. L. 2006, *ApJ*, 640, 196
- Piner, B. G. & Edwards, P. G. 2004, *ApJ*, 600, 115
- Piron, F., et al. (**CAT** collaboration) 2001, *A&A*, 374, 895
- Porcas, R. 1983, *Nature*, 302, 753
- Primack, J. R., Bullock, J. S., & Somerville, R. S. 2005, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 745, High Energy Gamma-Ray Astronomy, ed. F. A. Aharonian, H. J. Völk, & D. Horns, 23–33
- Primack, J. R., Gilmore, R. C., & Somerville, R. S. 2008, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 1085, ed. F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. Rieger, 71–82
- Primack, J. R., Somerville, R. S., Bullock, J. S., & Devriendt, J. E. G. 2001, in American Institute of Physics Conference Series, ed. F. A. Aharonian & H. J. Völk, 463
- Punch, M., Akerlof, C. W., Cawley, M. F., et al. 1992, *Nature*, 358, 477
- Punch, M., (for the **H.E.S.S.** collaboration) 2001, in International Cosmic Ray Conference, 2814

- Quinn, J., et al. (**VERITAS** collaboration) 1996, *ApJ*, 456, L83
- Quinn, J., et al. (**VERITAS** collaboration) 1999, *ApJ*, 518, 693
- Raue, M., Kneiske, T., & Mazin, D. 2009, *A&A*, 498, 25
- Rees, M. J. 1967, *MNRAS*, 137, 429
- Reimer, A., Protheroe, R. J., & Donea, A.-C. 2004a, *A&A*, 419, 89
- Reimer, A., Protheroe, R. J., & Donea, A.-C. 2004b, *New Astronomy Review*, 48, 411
- Rejkuba, M. 2004, *A&A*, 413, 903
- Reynolds, C. S., Fabian, A. C., Celotti, A., & Rees, M. J. 1996, *MNRAS*, 283, 873
- Rieger, F. M. & Aharonian, F. A. 2008, *A&A*, 479, L5
- Roberts, M. D., et al. (**CANGAROO** collaboration) 1998, *A&A*, 337, 25
- Roberts, M. D., et al. (**CANGAROO** collaboration) 1999, *A&A*, 343, 691
- Rolland, L. 2005, Thèse de Doctorat, Université Paris 6 - Pierre et Marie Curie
- Romero, G. E., Combi, J. A., Perez Bergliaffa, S. E., & Anchordoqui, L. A. 1996, *Astroparticle Physics*, 5, 279
- Romero, G. E., Owocki, S. P., Araudo, A. T., Townsend, R. H. D., & Benaglia, P. 2008, in *Clumping in Hot-Star Winds*, ed. W.-R. Hamann, A. Feldmeier, & L. M. Oskinova, 191
- Romero, G. E. & Torres, D. F. 2003, *ApJ*, 586, L33
- Romero, G. E. & Vila, G. S. 2008, *A&A*, 485, 623
- Rothschild, R. E., Wilms, J., Tomsick, J., et al. 2006, *ApJ*, 641, 801
- Rowell, G. P. 2003, *A&A*, 410, 389
- Rowell, G. P., et al. (**CANGAROO** collaboration) 1999, *Astroparticle Physics*, 11, 217
- Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. 1979, *Radiative processes in astrophysics*, ed. G. B. Rybicki & A. P. Lightman (pp. 382. ISBN 0-471-82759-2. Wiley-VCH.)
- Sakamoto, Y., et al. (**CANGAROO** collaboration) 2008, *ApJ*, 676, 113
- Sato, R., Kataoka, J., Takahashi, T., et al. 2008, *ApJ*, 680, L9
- Saugé, L. 2004, Thèse de Doctorat, Université Grenoble I - Joseph Fourier
- Schmidt, M. 1963, *Nature*, 197, 1040
- Schmitt, J. L. 1968, *Nature*, 218, 663
- Schreier, E. J., Capetti, A., Macchetto, F., Sparks, W. B., & Ford, H. J. 1996, *ApJ*, 459, 535
- Schreier, E. J., Marconi, A., Axon, D. J., et al. 1998, *ApJ*, 499, L143
- Schubnell, et al. (**VERITAS** collaboration) 1996, *ApJ*, 460, 644
- Schwartz, D. A., Griffiths, R. E., Schwarz, J., Doxsey, R. E., & Johnston, M. D. 1979, *ApJ*, 229, L53
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
- Shields, G. A., & Oke, J. B. 1975, *PASP*, 87, 879
- Sikora, M., Begelman, M. C., & Rees, M. J. 1994, *ApJ*, 421, 153
- Sikora, M. & Zbyszewska, M. 1985, *MNRAS*, 212, 553
- Simet, M., Hooper, D., & Serpico, P. D. 2008, *Phys. Rev. D*, 77, 063001
- Sironi, L. & Spitkovsky, A. 2009, *ApJ*, 698, 1523
- Sivakoff, G. R., Kraft, R. P., Jordán, A., et al. 2008, *ApJ*, 677, L27
- Smith, D. A., et al. (CELESTE collaboration) 2006, *A&A*, 459, 453

- Smith, R. J., Lucey, J. R., Hudson, M. J., Schlegel, D. J., & Davies, R. L. 2000, *MNRAS*, 313, 469
- Sol, H., Pelletier, G., & Asseo, E. 1989, *MNRAS*, 237, 411
- Sparks, W. B., Biretta, J. A., & Macchetto, F. 1996, *ApJ*, 473, 254
- Spitkovsky, A. 2008, *ApJ*, 682, L5
- Sreekumar, P., Bertsch, D. L., Dingus, B. L., et al. 1994, *ApJ*, 426, 105
- Sreekumar, P., Bertsch, D. L., Hartman, R. C., Nolan, P. L., & Thompson, D. J. 1999, *Astroparticle Physics*, 11, 221
- Stawarz, Ł., Aharonian, F. A., Kataoka, J., et al. 2006a, *MNRAS*, 370, 981
- Stawarz, Ł., Aharonian, F. A., Wagner, S., & Ostrowski, M. 2006b, *MNRAS*, 371, 1705
- Stawarz, Ł., Sikora, M., & Ostrowski, M. 2003, *ApJ*, 597, 186
- Stecker, F. W., Baring, M. G., & Summerlin, E. J. 2007a, *ApJ*, 667, L29
- Stecker, F. W., & de Jager, O. C. 1998, *A&A*, 334, L85
- Stecker, F. W., Malkan, M. A., & Scully, S. T. 2006, *ApJ*, 648, 774
- Stecker, F. W., Malkan, M. A., & Scully, S. T. 2007b, *ApJ*, 658, 1392
- Steinle, H., Bennett, K., Bloemen, H., et al. 1998, *A&A*, 330, 97
- Strauss, M. A., Huchra, J. P., Davis, M., et al. 1992, *ApJS*, 83, 29
- Superina, G. 2008, Thèse de Doctorat, École Polytechnique
- Superina, G., et al., (for the **H.E.S.S.** collaboration) 2008, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 3, 913–916
- Swordy, S., (for the **VERITAS** collaboration) 2008a, The Astronomer’s Telegram, 1415
- Swordy, S., (for the **VERITAS** collaboration) 2008b, The Astronomer’s Telegram, 1422
- Swordy, S., (for the **VERITAS** collaboration) 2008c, The Astronomer’s Telegram, 1565
- Tagliaferri, G., et al. & the **MAGIC** collaboration 2008, *ApJ*, 679, 1029
- Tavecchio, F. & Ghisellini, G. 2008, *MNRAS*, 385, L98
- Tavecchio, F. & Ghisellini, G. 2009, *MNRAS*, 394, L131
- Teshima, M., (for the **MAGIC** collaboration) 2008, The Astronomer’s Telegram, 1500
- Teshima, M., (for the **MAGIC** collaboration) 2009, The Astronomer’s Telegram, 2098
- Theureau, G., Hanski, M. O., Coudreau, N., Hallet, N., & Martin, J.-M. 2007, *A&A*, 465, 71
- Thompson, D. J., Bertsch, D. L., Dingus, B. L., et al. 1995, *ApJS*, 101, 259
- Thomson, R. C. 1992, *MNRAS*, 257, 689
- Tingay, S. J. & Edwards, P. G. 2002, *AJ*, 124, 652
- Tingay, S. J., Jauncey, D. L., Reynolds, J. E., et al. 1998, *AJ*, 115, 960
- Tornikoski, M., Lähteenmäki, A., Lainela, M., & Valtaoja, E. 2002, *ApJ*, 579, 136
- Türler, M., Chernyakova, M., Courvoisier, T. J.-L., et al. 2006, *A&A*, 451, L1
- Türler, M., Paltani, S., Courvoisier, T. J.-L., et al. 1999, *A&AS*, 134, 89
- Ulrich, M. H. 1981, *A&A*, 103, L1
- Unwin, S. C., Cohen, M. H., Biretta, J. A., et al. 1985, *ApJ*, 289, 109
- Urry, C. M. & Padovani, P. 1995, *PASP*, 107, 803
- Urry, C. M., Treves, A., Maraschi, L., et al. 1997, *ApJ*, 486, 799
- Véron, P. 1978, *Nature*, 272, 430
- Véron-Cetty, M.-P. & Véron, P. 2006, *A&A*, 455, 773

-
- Verrecchia, F., et al. (AGILE collaboration) 2008, The Astronomer's Telegram, 1582
- Vestrand, W. T. & Sreekumar, P. 1999, *Astroparticle Physics*, 11, 197
- Vestrand, W. T., Stacy, J. G., & Sreekumar, P. 1995, *ApJ*, 454, L93
- Villata, M., et al. (WEBT consortium) 2008, *A&A*, 481, L79
- Vincent, P., et al., (for the **H.E.S.S.** collaboration) 2003, in International Cosmic Ray Conference, 2887
- Vlahakis, N. & Königl, A. 2004, *ApJ*, 605, 656
- Wagner, R. M. 2008, *MNRAS*, 385, 119
- Wandel, A. & Urry, C. M. 1991, *ApJ*, 367, 78
- Weekes, T. C. 2008, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 1085, ed. F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. Rieger, 3–17
- Weekes, T. C., Cawley, M. F., Fegan, D. J., et al. 1989, *ApJ*, 342, 379
- White, R. J. & Peterson, B. M. 1994, *PASP*, 106, 879
- Wiita, P. J. 2006, [arXiv:astro-ph/0603728](#)
- Wilson, A. S. & Yang, Y. 2002, *ApJ*, 568, 133
- Woo, J.-H., Urry, C. M., van der Marel, R. P., Lira, P., & Maza, J. 2005, *ApJ*, 631, 762
- Yadav, K. K., et al. (TACTIC collaboration) 2007, *Astroparticle Physics*, 27, 447
- Young, P. J. 1976, *AJ*, 81, 807
- Zweerink, J. A., et al. (**VERITAS** collaboration) 1997, *ApJ*, 490, L141

Colophon

Détails T_EXniques



Ce manuscrit a été rédigé en utilisant L^AT_EX. Un énorme merci à Donald KNUTH pour T_EX et à Leslie LAMPORT pour avoir porté L^AT_EX. Merci à Peter WILSON pour le paquet **epigraph** et surtout pour le développement de la classe **memoir**. La bibliographie a été générée automatiquement grâce à l'application BibT_EX développée par Oren PATASHNIK. Ce document est basé sur la classe **memoir**, avec quelques modifications apportées par l'auteur, particulièrement concernant la page de couverture.

La plupart des graphes de ce manuscrit ont été produits avec **SuperMongo**.

Appendices

Annexe A

Formulaire astrophysique

Il est de tradition en Astrophysique des hautes énergies d'utiliser le système cgs¹, et non le système international (SI). Dans cette thèse, nous avons suivi cette convention et utilisons le système cgs. Nous présentons ici quelques relations de conversion entre les systèmes cgs et SI, ainsi que la définition de quelques grandeurs astronomiques.

Masse solaire :

$$M_{\odot} = 1.98892 \times 10^{30} \text{ kg} = 1.98892 \times 10^{33} \text{ g}$$

Distances astronomiques :

$$1 \text{ pc} = 3.08568025 \times 10^{16} \text{ m} = 3.08568025 \times 10^{18} \text{ cm} \simeq 3.26 \text{ années-lumière}$$

$$1 \text{ année-lumière} = 9.4605284 \times 10^{15} \text{ m} = 9.4605284 \times 10^{17} \text{ cm}$$

L'année-lumière est la distance parcourue par la lumière en une année. Le parsec² représente la distance à laquelle un observateur doit être du Système Solaire pour voir la distance Terre-Soleil sous un angle d'une seconde d'arc.

Énergie :

$$1 \text{ J} = 10^7 \text{ erg} = 6.24150974 \times 10^{18} \text{ eV}$$

$$1 \text{ eV} \simeq 1.60217653 \times 10^{-19} \text{ J} \simeq 1.602 \times 10^{-12} \text{ erg}$$

$$1 \text{ TeV} \simeq 1.602 \text{ erg} \simeq 2.418 \times 10^{26} h \text{ Hz}$$

Densité de flux :

$$1 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} = 10^{-3} \text{ W m}^{-2}$$

$$1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} = 10^{-23} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$$

Champ magnétique :

$$1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ Tesla}$$

Vitesse de la lumière :

$$c = 299\,792\,458 \text{ m s}^{-1} \simeq 3 \times 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$$

Constante gravitationnelle :

$$\mathcal{G} = (6.6742 \pm 0.001) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ s}^{-2} \text{ kg}^{-1} \simeq 6.67 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-2} \text{ g}^{-1}$$

¹centimètre, gramme, seconde.

²de "seconde de parallaxe".

Constante de Planck :

$$h \simeq 6.626\,069\,3 \times 10^{-34} \text{ J s} \simeq 6.626 \times 10^{-27} \text{ erg s}$$

Constante de Boltzmann :

$$k_B \simeq 1.380\,6 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1} \simeq 1.38 \times 10^{-16} \text{ erg K}^{-1}$$

Masse de l'électron :

$$m_e \simeq 9.11 \times 10^{-31} \text{ kg} \simeq 9.11 \times 10^{-28} \text{ g}$$

Masse du proton :

$$m_p \simeq 1.67 \times 10^{-27} \text{ kg} \simeq 1.67 \times 10^{-24} \text{ g}$$

Rayon classique de l'électron :

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} \simeq 2.818 \times 10^{-13} \text{ cm} = 2.818 \times 10^{-15} \text{ m}$$

Section efficace de diffusion Thomson :

$$\sigma_T = \frac{8}{3} \pi r_e^2 = 6.652\,4 \times 10^{-29} \text{ m}^{-2} = 6.652\,4 \times 10^{-25} \text{ cm}^{-2}$$

Surface :

$$1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2 = 10^{-24} \text{ cm}^2$$

Conversion d'un spectre différentiel de photon en une densité de flux :

$$E_{[\text{TeV}]}^2 \frac{dN}{dE} [\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}] = \nu f_\nu [\text{TeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1}]$$

$$i.e. : \quad \nu f_\nu [\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}] \approx 1.602 \times E_{[\text{TeV}]}^2 \frac{dN}{dE} [\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}]$$

Conversion de temps :

$$\text{MJD} = \text{JD} - 2400000.5$$

JD est la date julienne, et MJD est la date julienne modifiée. La date julienne représente le temps écoulé depuis midi du 1^{er} janvier 4713 av. J.-C. selon le calendrier julien proleptique³. La date MJD est très souvent utilisée en astronomie. Par exemple, le 1^{er} Janvier 2009 correspondait à MJD 54832.00.

³c'est-à-dire en prolongeant le calendrier julien aux dates précédant son introduction officielle en 45 av. J.-C.

Annexe B

Détails sur le code Synchrotron self-Compton dépendant du temps

Nous détaillons ici les calculs permettant de déduire les évolutions des distributions de particules au sein du jet étendu et du blob dans le cadre du modèle Synchrotron self-COMPTON (SSC) dépendant du temps, introduit à la section 3.11, page 98.

B.1 Évolution de la distribution en énergie des électrons et positrons le long du jet

Nous décrivons l'évolution de la distribution en énergie des électrons et positrons (DEE) N_{jet}^* par l'équation cinétique suivante (voir par exemple Kardashev 1962) :

$$\frac{\partial N_{\text{jet}}^*(\gamma, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \gamma} \left(\left[C_{\text{jet}}^{\text{cool}}(t) \gamma^2 - \left(C_{\text{jet}}^{\text{acc}}(t) - C_{\text{jet}}^{\text{adia}}(t) \right) \gamma \right] N_{\text{jet}}^*(\gamma, t) \right) \quad (\text{B.1})$$

où $C_{\text{jet}}^{\text{cool}}$ représente les pertes radiatives des électrons par processus synchrotron et COMPTON inverse. $C_{\text{jet}}^{\text{adia}}$ décrit les pertes adiabatiques dues à l'expansion des tranches, et $C_{\text{jet}}^{\text{acc}}$ caractérise le gain énergétique des électrons par un processus d'accélération, comme une accélération par onde de choc par exemple. L'équation (B.1) ne tient pas compte explicitement d'une éventuelle injection ou échappement des électrons dans la région d'émission, mais ces phénomènes seront pris en compte en utilisant une paramétrisation spécifique de la géométrie de la source. La DEE initiale est décrite par la loi de puissance suivante :

$$N_{\text{jet}}^*(\gamma, t_{\text{jet}}^1) = K_{\text{jet}}^1 \left[\gamma^{-n_{\text{jet}}} - \gamma^2 \left(\gamma_{\text{jet}}^{\text{cut}} \right)^{-n_{\text{jet}}-2} \right] \quad (\text{B.2})$$

avec une coupure $\gamma_{\text{jet}}^{\text{cut}}$ aux énergies maximales. K_{jet}^1 est la normalisation de la densité numérique des électrons. n_{jet} décrit la pente de la loi de puissance. Les méthodes décrites par Kardashev (1962) et Kirk et al. (1998) sont utiles pour trouver une solution à l'équation (B.1). La solution générale de l'équation (B.1) pour les conditions initiales de l'équation (B.2) est donnée par :

$$N_{\text{jet/blob}}^*(\gamma, t) = \left[K^1 S_1(\gamma, t)^{-n_{\text{jet/blob}}} - K^2 S_1(\gamma, t)^2 \right] S_2(\gamma, t) \quad (\text{B.3})$$

où :

$$S_1(\gamma, t) = [I_1(t) - I_2(t)] \gamma \quad (\text{B.4})$$

$$S_2(\gamma, t) = \exp \left[- \int_{t_{\text{jet}}^1}^t \frac{\gamma C^{\text{aa}}(t') I_2(t') - \gamma C^{\text{aa}}(t') I_2(t) + C^{\text{aa}}(t') I_2(t) - 2I_1(t') C^{\text{cool}}(t')}{\gamma I_2(t') - \gamma I_2(t) + I_1(t)} dt' \right] \quad (\text{B.5})$$

$$I_1(x) = \exp \left[\int_{t_{\text{jet}}^1}^x C^{\text{aa}}(y) dy \right] \quad (\text{B.6})$$

$$I_2(x) = \int_{t_{\text{jet}}^1}^x C^{\text{cool}}(y) I_1(y) dy \quad (\text{B.7})$$

et $K^1 = K_{\text{jet}/\text{blob}}^1$, $K_2 = K_{\text{jet}/\text{blob}}^1 (\gamma_{\text{jet}/\text{blob}}^{\text{cut}})^{-n_{\text{jet}/\text{blob}}-2}$, $C^{\text{cool}}(t) = C_{\text{jet}/\text{blob}}^{\text{cool}}$, $C^{\text{aa}}(t) = C_{\text{jet}/\text{blob}}^{\text{acc}}(t) - C_{\text{jet}/\text{blob}}^{\text{adia}}(t)$.

Cette solution générale peut être utilisée à la fois pour le jet étendu décrit ci-dessus, et pour le blob dense se propageant dans le jet que nous décrirons plus loin.

Pour appliquer cette solution au calcul des coefficients d'émission et d'absorption, les équations doivent être converties en unité volumique. Dans le cas où l'évolution d'une tranche cylindrique de volume V_s est décrite par une loi de puissance $V_s(t) \sim t_{\text{jet}}^{2r_{\text{jet}}+1}$, la conversion est donnée par :

$$N_{\text{jet}}(\gamma, t) = N_{\text{jet}}^*(\gamma, t) \left(\frac{t}{t_{\text{jet}}^1} \right)^{3d_{\text{jet}}} \quad (\text{B.8})$$

où $d_{\text{jet}} = t \nabla \mathbf{v}(t)/3$, et $\mathbf{v}(t)$ est le champ de vitesse. On suppose que le nombre total de particules est constant durant l'expansion d'une tranche du jet, et donc $d_{\text{jet}} = (2r_{\text{jet}} + 1)/3$.

Pour calculer l'évolution de la **DEE**, nous devons spécifier les processus de refroidissement et d'accélération ainsi que décrire l'expansion adiabatique des tranches. Dans le jet étendu, la densité d'énergie du champ de rayonnement engendré sera relativement faible, et l'on peut donc décrire les pertes radiatives uniquement en terme de processus synchrotron, décrit par le temps de refroidissement caractéristique suivant :

$$t_{\text{jet}}^{\text{cool}}(\gamma, t) = \frac{1}{\gamma C_{\text{jet}}^{\text{cool}}(t)}, \quad C_{\text{jet}}^{\text{cool}}(t) = \frac{4\sigma_T U_B(t)}{3m_e c} \quad (\text{B.9})$$

où $U_B(t) = \frac{B_{\text{jet}}^2(t)}{8\pi}$ est la densité d'énergie du champ magnétique.

Nous considérons des processus d'accélération simplistes dont le taux d'accélération est indépendant de l'énergie et décroît le long du jet, décrit par le temps caractéristique d'accélération suivant :

$$t_{\text{jet}}^{\text{acc}}(t) = \frac{1}{C_{\text{jet}}^{\text{acc}}(t)}, \quad C_{\text{jet}}^{\text{acc}}(t) = A_{\text{jet}}^1 \left(\frac{t}{t_{\text{jet}}^1} \right)^{-a_{\text{jet}}} \quad (\text{B.10})$$

avec $A_{\text{jet}}^1 = 1/t_{\text{accjet}}^1$, où t_{accjet}^1 est le temps caractéristique d'accélération initial. Il faut noter ici que nous ne spécifions pas le scénario d'accélération pouvant fournir les meilleures conditions physiques au modèle. Pour une revue sur la variété des modèles d'accélération discutés dans la littérature, on peut se reporter par exemple à [Longair \(1981\)](#). L'introduction d'une description précise du processus d'accélération multiplierait le nombre de paramètres libres du modèle, qu'il serait difficile de contraindre par les données observationnelles. Le choix s'est donc porté sur une paramétrisation simple, quoique peut-être un peu arbitraire, du processus d'accélération.

Compte tenu de l'évolution de la géométrie adoptée en section [3.11.1](#), les pertes en énergie des électrons, dues à l'expansion adiabatique des tranches, sont décrites par :

$$C_{\text{jet}}^{\text{adia}}(t) = \frac{1}{3} \nabla \mathbf{v}(t) = \frac{d_{\text{jet}}}{t} \quad (\text{B.11})$$

B.2 Distribution en énergie des leptons au sein du blob

L'évolution des électrons au sein du blob est calculée de manière similaire à ce qui a été présenté pour le jet étendu à l'équation (B.1). Nous utilisons la solution générale de l'équation (B.3) avec des hypothèses pour le blob très similaires à celles du jet étendu :

$$N_{\text{blob}}^*(\gamma, t_{\text{jet}}^1) = K_{\text{blob}}^1 \left[\gamma^{-n_{\text{blob}}} - \gamma^2 \left(\gamma_{\text{blob}}^{\text{cut}} \right)^{-n_{\text{blob}}-2} \right] \quad (\text{B.12})$$

$$t_{\text{blob}}^{\text{acc}}(t) = \frac{1}{C_{\text{blob}}^{\text{acc}}(t)}, \quad C_{\text{blob}}^{\text{acc}} = A_{\text{blob}}^1 \left(\frac{t}{t_{\text{jet}}^1} \right)^{-a_{\text{blob}}} \quad (\text{B.13})$$

$$C_{\text{blob}}^{\text{adia}} = \frac{d_{\text{blob}}}{t} \quad (\text{B.14})$$

Dans le cas du blob, les pertes radiatives font également intervenir le refroidissement COMPTON inverse en plus du synchrotron. On obtient alors simplement pour le blob :

$$t_{\text{blob}}^{\text{cool}}(\gamma, t) = \frac{1}{\gamma C_{\text{blob}}^{\text{cool}}(t)}, \quad C_{\text{blob}}^{\text{cool}}(t) = \frac{4\sigma_T(U_B(t) + U_r(t))}{3m_e c} \quad (\text{B.15})$$

Cependant, la densité d'énergie du champ de rayonnement additionnel doit être calculée dans le régime KLEIN-NISHINA. Ceci introduit une dépendance en énergie additionnelle pour le paramètre $U_r = U_r(\gamma, t)$ qui complique grandement la recherche de solution pour l'équation (B.1). On peut éviter ce problème en paramétrant U_r par U_B :

$$U_r = \frac{U_B}{\eta} \quad (\text{B.16})$$

où le paramètre η peut être éventuellement déduit des observations en comparant les luminosités des composantes synchrotron et COMPTON inverse à partir de la distribution spectrale en énergie (DSE).

Le rayonnement du jet externe vu par le blob interne pourrait amener à considérer en plus une composante radiative de type COMPTON inverse externe (EIC) générée par le blob. Cependant, cette composante EIC est négligeable dès que $K_{\text{blob}} \gg K_{\text{jet}}$.

Le calcul détaillé des coefficients d'émissivité et d'absorption synchrotron et COMPTON inverse se fait ensuite comme décrit précédemment dans le chapitre 3, aux sections 3.4 et 3.5.2.

Annexe C

Utilisation de la grille **EGEE**

Pendant mon doctorat, j'ai également entrepris une large étude numérique sur l'ensemble de l'espace des paramètres accessibles aux codes **sblob** et **SSC** dynamique. Le nombre de paramètres rend cet espace de paramètres très large, en comptant 8 paramètres libres pour le code **sblob** et une vingtaine dans le cas du modèle **SSC** dynamique. À raison d'un balayage d'une dizaine de valeurs au minimum pour chaque paramètre, on comprend bien la complexité de la tâche. L'aboutissement d'une telle étude est donc grandement conditionnée par les capacités de calcul des ordinateurs individuels.

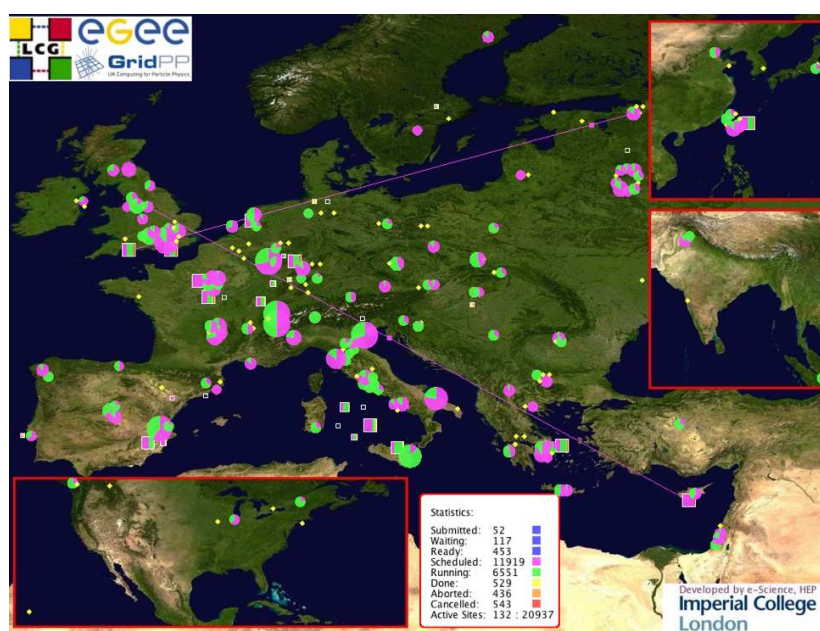


Fig. C.1: Carte montrant les différents centres de calculs reliés à la grille **EGEE** à travers l'Europe et le monde. Crédits : International Linear Collider.

Ainsi, nous nous sommes tournés vers l'utilisation de la grille de calcul européenne **Enabling Grids for E-science (EGEE)**¹, combinant les ressources de calculs de nombreux instituts à travers l'Europe. Cette infrastructure fédère plus de 10 000 chercheurs de tous horizons, de la physique des hautes énergies à la biologie. Environ 250 centres de calculs participent à **EGEE** (voir la figure C.1), mettant ainsi à disposition de la

¹<http://www.eu-egee.org/>.

communauté scientifique plus de 40 000 cœurs de calcul et plusieurs pétaoctets de stockage. Les chercheurs utilisant la grille EGEE se regroupent en organisations virtuelles² thématiques, qui sont des organisations d'autorité pour l'accès à la grille et aux ressources de calcul. Nous avons sollicité l'accès aux ressources du *cluster Astronomy & Astrophysics (A²A)* de EGEE III.

Nous avons donc utilisé la grille EGEE pour mener une étude exhaustive de l'espace des paramètres physiquement acceptables pour nos codes SSC stationnaire `sblob` et SSC dépendant du temps. En 3 mois, plus de 350 Go de résultats ont été générés, à raison de ~ 10 ko par job de calcul pour le code `sblob` et ~ 10 Mo par job pour le code SSC dépendant du temps, soit encore plus de 230 000 jobs réalisés. Les calculs du code `sblob` prennent environ 20 s sur un PC habituel, et ceux du code dépendant du temps prennent environ 2 h. La grille est de plus très bien adaptée à ce type de calculs paramétriques. On voit donc que l'usage de la grille EGEE a permis de réaliser cette étude en seulement 3 mois, là où l'utilisation d'un ordinateur de bureau aurait pris plusieurs années de calculs, rendant ainsi ce travail possible pendant mon doctorat.

Le dépouillement des calculs n'étant pas achevé, nous ne présentons pas ici les différents résultats obtenus par ces balayages des espaces de paramètres des codes `sblob` et SSC dynamique. Toutefois, on peut mentionner que cette étude permettra de mettre en évidence de manière exhaustive la dégénérescence des paramètres utilisés, mais surtout de créer une grille de solution complète pour le rayonnement multi-longueurs d'onde des jets relativistes des blazars à confronter aux futures observations de H.E.S.S., H.E.S.S. II et CTA. À terme, cette grille de solutions pourrait être mise à disposition de la communauté via l'Observatoire Virtuel (OV) par le biais du groupe d'intérêts "VO Theory"³.

²ou *Virtual Organizations (VO)* en anglais.

³<http://www.ivoa.net/cgi-bin/twiki/bin/view/IVOA/IvoaTheory>.

Annexe D

Base de données des sources extragalactiques détectées par H.E.S.S.

L'astronomie γ **THE** étant encore un domaine jeune de l'astrophysique, il n'existe pas d'outil central permettant à la communauté d'avoir accès simplement aux données de haut niveau (spectres, courbes de lumière, ...) obtenues par les expériences à imagerie ČERENKOV. On peut cependant mentionner la base TeVCat¹ développée aux États-Unis. Toutefois, cet outil ne propose pas d'accès aux données publiées par les différentes collaborations ČERENKOV, et n'intègre que des informations basiques liées aux détections des différentes sources γ **THE**.

HESS J0152+017

Observation

name

comments

pointing alpha

pointing alpha sys

pointing alpha stat

pointing delta

pointing delta sys

pointing delta stat

publisher

curation date

version

rights

contact name

contact email

title

creator

creation date

creation type

HESS J0152+017

October to November 2007 summed data; significance of 6.6 sigma

1:52:33.500

1.3

5.3

1:46:40.300

20

107

VO-Paris

02-08-2008

1.0

Public

C. Boisson

catherine.boisson@obspm.fr

Extragalactic

C. Boisson

28-07-2008

Archival

Time Axis

Spectral Axis

Spectral Data (E in TeV)

Flux Data (dN/dE in cm-2.s-1.TeV-1)

bounds start

bounds stop

livetime

energy threshold

value

value

stat error

52412.075

53504.895

14.7

0.3

0.308477

2.03399e-11

6.67404e-12

0.484509

5.64448e-12

1.63425e-12

0.760992

1.20326e-12

5.01844e-13

1.19525

3.12378e-13

2.16144e-13

1.87731

1.18526e-13

6.50016e-14

2.9486

4.0974e-14

3.51122e-14

Segment

Quality

Cuts

Background

length

data type

imgfile

comments

background

hypothesis power law

hypothesis gamma

hypothesis ngamma

hypothesis ch2

hypothesis dof

mean zenith angle

name

description

name

description

6

Spectrum

Aharonian et al., A&A 481 (2008) L103

Reflected model

Single

2.95

173

2.16

4

26.9

Hillas soft cuts

Soft Cuts: as standard cuts but optimized for a 1% Crab Flux (>100 GeV) source with a photon index of 5.0. * a 5/10 cleaning * a charge cut at 40 p.e. * a nominal distance cut at 2 degrees * a Mean Scaled Width between -2 and 0.9 * a Mean Scaled Length between -2 and 1.3 * a Theta^2 cut of 0.02

Reflected model

Technique used in standard wobble observation mode. See Aharonian et al. (H.E.S.S. Collaboration), A&A 457, 899 (2006)

Close

Fig. D.1: Exemple de sortie de la base de données développée au LUTH, pour RGB J0152+017.

Au LUTH, nous avons entrepris de développer une base de données pour l'astrophysique γ **THE**, regroupant les spectres et courbes de lumière des sources extragalactiques publiées par **H.E.S.S.** (voir la figure D.1). Cette base de données se verra à terme in-

¹<http://tevcat.uchicago.edu>.

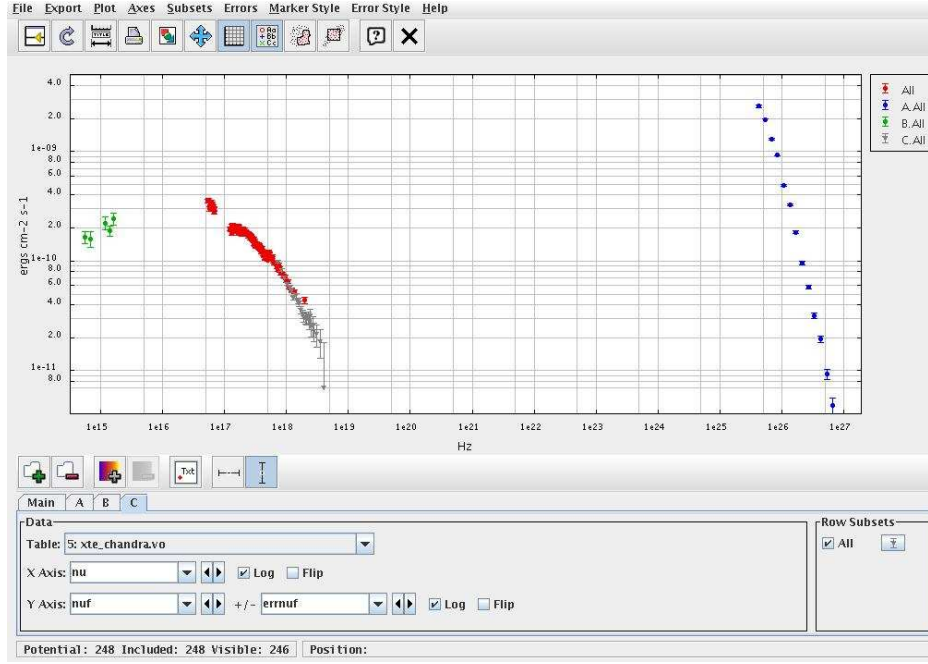


Fig. D.2: Exemple d'utilisation de données de type VOTable dans l'application **VOSpec** pour la **DSE** de PKS 2155–304, regroupant à la fois des données déjà implémentées dans le VO et un spectre **THE** sorti sous format VOTable depuis notre base de données.

tégrée au sein de l'Observatoire Virtuel² international³ via l'organisation européenne Euro-VO⁴. Le rôle du LUTH dans cette entreprise consiste donc à élargir les standards VO pour les spectres et courbes de lumière aux **THE**. L'Observatoire Virtuel est une initiative mondiale avec pour but de permettre aux astronomes d'accéder à un ensemble d'archives et de bases de données stockées à n'importe quel point du globe, ainsi qu'aux outils d'analyse et moyens de calculs nécessaires, le tout de façon "intégrée".

La base de données est donc compatible avec les standards VO. Cela permet ensuite d'utiliser les données dans différents outils développés par le VO, comme **VOSpec** (ESA) par exemple (voir la figure D.2). La base de données du LUTH a été développée essentiellement par Odette OZOU-MATHIS et Catherine BOISSON. Cet outil est actuellement disponible en interne à la collaboration **H.E.S.S.** à l'adresse <http://hess.obspm.fr>.

²ou *Virtual Observatory (VO)* en anglais.

³<http://www.ivoa.net/>.

⁴<http://www.euro-vo.org/>.

Annexe E

Publications référées

E.1 Fast variability of Tera-Electron Volt γ -Rays from the Radio Galaxy M 87

Nous reproduisons dans les pages suivantes l'article de la collaboration [H.E.S.S.](#) publié sur la détection de rayons γ [THE](#) en provenance de M 87, qui comprend des résultats de nos travaux préliminaires sur le modèle [SSC](#) multi-blob présenté à la section [3.10](#), page [91](#), et dont l'application au cas de M 87 a été présentée à la section [5.1](#), page [146](#).

J'ai été co-auteur de cet article à titre exceptionnel, étant à cette époque membre de la collaboration [H.E.S.S.](#) depuis moins des 6 mois réglementaires pour co-signer les publications de la collaboration.

REPORTS

Fast Variability of Tera–Electron Volt γ Rays from the Radio Galaxy M87

F. Aharonian,¹ A. G. Akhperjanian,² A. R. Bazer-Bachi,³ M. Beilicke,^{4*} W. Benbow,¹ D. Berge,¹ K. Bernlöhr,^{1,5} C. Boisson,⁶ O. Bolz,¹ V. Borrel,³ I. Braun,¹ A. M. Brown,⁷ R. Bühler,¹ I. Büsching,⁸ S. Carrigan,¹ P. M. Chadwick,⁷ L.-M. Chounet,⁹ G. Coignet,¹⁰ R. Cornils,⁴ L. Costamante,^{1,23} B. Degrange,⁹ H. J. Dickinson,⁷ A. Djannati-Atai,¹¹ L. O'C. Drury,¹² G. Dubus,⁹ K. Egberts,¹ D. Emmanoulopoulos,¹³ P. Espigat,¹¹ F. Feinstein,¹⁴ E. Ferrero,¹³ A. Fiascon,¹⁴ G. Fontaine,⁹ Seb. Funk,⁵ S. Funk,¹ M. Füßling,⁵ Y. A. Gallant,¹⁴ B. Giebels,⁹ J. F. Glicenstein,¹⁵ P. Goré,¹⁵ C. Hadjichristidis,⁷ D. Hauser,¹ M. Hauser,¹³ G. Heinzelmann,⁴ G. Henri,¹⁶ G. Hermann,¹ J. A. Hinton,^{1,13} A. Hoffmann,¹⁷ W. Hofmann,¹ M. Holleran,⁸ S. Hoppe,¹ D. Horns,¹⁷ A. Jacholkowska,¹⁴ O. C. de Jager,⁸ E. Kendziorra,¹⁷ M. Kerschhaggl,⁵ B. Khelifi,^{9,1} Nu. Komin,¹⁴ A. Konopelko,^{5†} K. Kosack,¹ G. Lamanna,¹⁰ I. J. Latham,⁷ R. Le Gallou,⁷ A. Lemièrre,¹¹ M. Lemoine-Goumard,⁹ J.-P. Lenain,⁶ T. Lohse,⁵ J. M. Martin,⁶ O. Martineau-Huynh,¹⁸ A. Marcowith,³ C. Masterson,^{1,23} G. Maurin,¹¹ T. J. L. McComb,⁷ E. Moulin,¹⁴ M. de Naurois,¹⁸ D. Nedbal,¹⁹ S. J. Nolan,⁷ A. Noutsos,⁷ K. J. Orford,⁷ J. L. Osborne,⁷ M. Ouchrif,^{18,23} M. Panter,¹ G. Pelletier,¹⁶ S. Pita,¹¹ G. Pühlhofer,¹³ M. Punch,¹¹ S. Ranchon,¹⁰ B. C. Raubenheimer,⁸ M. Raue,⁴ S. M. Rayner,⁷ A. Reimer,²⁰ J. Ripken,⁴ L. Rob,¹⁹ L. Rolland,¹⁵ S. Rosier-Lees,¹⁰ G. Rowell,¹ V. Sahakian,² A. Santangelo,¹⁷ L. Saugé,¹⁶ S. Schlenker,⁵ R. Schlickeiser,²⁰ R. Schröder,²⁰ U. Schwanke,⁵ S. Schwarzburg,¹⁷ S. Schwemmer,¹³ A. Shalchi,²⁰ H. Sol,⁶ D. Spangler,⁷ F. Spanier,²⁰ R. Steenkamp,²¹ C. Stegmann,²² G. Superina,⁹ P. H. Tam,¹³ J.-P. Tavernier,¹⁸ R. Terrier,¹¹ M. Tluczykont,^{9,23} C. van Eldik,¹ G. Vasileiadis,¹⁴ C. Venter,⁸ J. P. Vialle,¹⁰ P. Vincent,¹⁸ H. J. Völk,¹ S. J. Wagner,¹³ M. Ward⁷

The detection of fast variations of the tera–electron volt (TeV) (10^{12} eV) γ -ray flux, on time scales of days, from the nearby radio galaxy M87 is reported. These variations are about 10 times as fast as those observed in any other wave band and imply a very compact emission region with a dimension similar to the Schwarzschild radius of the central black hole. We thus can exclude several other sites and processes of the γ -ray production. The observations confirm that TeV γ rays are emitted by extragalactic sources other than blazars, where jets are not relativistically beamed toward the observer.

So far, the only extragalactic objects known to emit γ radiation up to energies of Tera electron volts (1 TeV = 10^{12} eV) are blazars. These are active galactic nuclei (AGN) with a plasma jet emanating from the vicinity of the black hole and pointing close to the observer's line of sight. Because of the bulk relativistic motion of the plasma in the jet, the energy and luminosity of emitted photons are boosted by relativistic effects, making blazars detectable up to TeV energies.

The nearby radio galaxy M87 is located in the Virgo cluster of galaxies at a distance of ~ 16 Mpc ($z = 0.0043$) and hosts a central black hole of $(3.2 \pm 0.9) \times 10^9$ solar masses (M). The 2-kpc scale plasma jet (2) originating from the center of M87 is resolved at different wavelengths (radio, optical, and x-ray). The observed inclination of the jet, at an angle of $\sim 30^\circ$ relative to the observer's line of sight (3), demonstrates that M87 is not a blazar and hence would represent a new class of TeV γ -ray emitters. M87 has also been suggested as an accelerator of the enigmatic ultra-high-energy (10^{20} eV) cosmic rays (4, 5). Previously, weak evidence for $E > 730$ GeV γ -ray emission from M87 in 1998 and 1999 with a statistical significance of 4.1 SDs was reported

by the High Energy Gamma Ray Astronomy (HEGRA) collaboration (6). No emission above 400 GeV was observed by the Whipple collaboration (7) from 2000–2003.

The observations reported here were performed with the High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.) located in Namibia. H.E.S.S. is an array of four imaging atmospheric-Cherenkov telescopes used for the measurement of cosmic γ rays of energies between 100 GeV and several 10 TeV [see (8) for more details]. The observations of M87 were performed between 2003 and 2006, yielding a total of 89 hours of data after quality selection cuts. After calibration (9), the H.E.S.S. standard analysis was applied to the data using hard event selection cuts (10). More information about the standard analysis, as well as a more recent, alternative analysis technique (11) which gives consistent results, can be found in (12).

An excess of 243 γ -ray events is measured from the direction of M87 in the whole data set, corresponding to a statistical significance of 13 SDs, establishing M87 as a TeV γ -ray source (Fig. 1). The position of the excess (right ascension, α ; declination, δ) was found to be $\alpha = 12^h30^m47.2^s \pm 1.4^s$, $\delta = +12^\circ23'51'' \pm 19''$

(J2000.0). This is, within the quoted statistical error and the systematic pointing uncertainty of the H.E.S.S. telescopes ($\sim 20''$ in both the right ascension and declination directions) compatible with the nominal (radio) position (13) of the nucleus of M87 ($\alpha = 12^h30^m49.4^s$, $\delta = +12^\circ23'28''$). Considering the angular resolution of H.E.S.S., the source is consistent with a pointlike object with an upper limit for a Gaussian surface-brightness profile of 3 arc min (99.9% confidence level). At the distance of M87 (16 Mpc), this corresponds to a radial extension of 13.7 kpc, which can be compared with the large-scale structure of M87 as seen at radio wavelengths (Fig. 1). A constraint on the size of the TeV emission region that is $\sim 10^6$ times as strong is deduced from the observed short-term flux variability, as shown below.

The differential energy spectra obtained for the 2004 and 2005 data sets (Fig. 2) are both well fit by a power-law function $dN/dE \propto E^{-\Gamma}$. The spectrum measured in 2005 is found to be hard ($\Gamma \sim 2.2$) and reaches beyond 10 TeV, with

¹Max-Planck-Institut für Kernphysik, Post Office Box 103980, D 69029 Heidelberg, Germany. ²Yerevan Physics Institute, 2 Alikhanian Brothers Street, 375036 Yerevan, Armenia. ³Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements, CNRS/UPS, 9 avenue du Colonel Roche, BP 4346, F-31029 Toulouse Cedex 4, France. ⁴Universität Hamburg, Institut für Experimentalphysik, Luruper Chaussee 149, D 22761 Hamburg, Germany. ⁵Institut für Physik, Humboldt-Universität zu Berlin, Newtonstrasse 15, D 12489 Berlin, Germany. ⁶Laboratoire Univers et Théories, UMR 8102 du CNRS, Observatoire de Paris, Section de Meudon, F-92195 Meudon Cedex, France. ⁷University of Durham, Department of Physics, South Road, Durham DH1 3LE, UK. ⁸Unit for Space Physics, North-West University, Potchefstroom 2520, South Africa. ⁹Laboratoire Leprince-Ringuet, IN2P3/CNRS, Ecole Polytechnique, F-91128 Palaiseau, France. ¹⁰Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules, IN2P3/CNRS, 9 Chemin de Bellevue, BP 110 F-74941 Annecy-le-Vieux Cedex, France. ¹¹Astro Particule et Cosmologie, UMR 7164 (Université Paris 7, CNRS, CEA, Observatoire de Paris), 10 rue Alice Domon et Léonie Duquet, 75025 Paris Cedex 13, France. ¹²Dublin Institute for Advanced Studies, 5 Merrion Square, Dublin 2, Ireland. ¹³Landessternwarte, Universität Heidelberg, Königstuhl, D 69117 Heidelberg, Germany. ¹⁴Laboratoire de Physique Théorique et Astroparticules, IN2P3/CNRS, Université Montpellier II, CC 70, Place Eugène Bataillon, F-34095 Montpellier Cedex 5, France. ¹⁵DAPNIA/DSM/CEA, CE Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France. ¹⁶Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, Institut National des Sciences de l'Univers/CNRS, Université Joseph Fourier, BP 53, F-38041 Grenoble Cedex 9, France. ¹⁷Institut für Astronomie und Astrophysik, Universität Tübingen, Sand 1, D 72076 Tübingen, Germany. ¹⁸Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies, IN2P3/CNRS, Universités Paris VI et VII, 4 Place Jussieu, F-75252 Paris Cedex 5, France. ¹⁹Institute of Particle and Nuclear Physics, Charles University, V Holesovickach 2, 180 00 Prague 8, Czech Republic. ²⁰Institut für Theoretische Physik, Lehrstuhl IV, Weltraum und Astrophysik, Ruhr-Universität Bochum, D 44780 Bochum, Germany. ²¹University of Namibia, Private Bag 13301, Windhoek, Namibia. ²²Universität Erlangen-Nürnberg, Physikalisches Institut, Erwin-Rommel-Str. 1, D 91058 Erlangen, Germany. ²³European Associated Laboratory for Gamma-Ray Astronomy, jointly supported by CNRS and Max-Planck-Gesellschaft.

*To whom correspondence should be addressed. E-mail: matthias.beilicke@desy.de

†Present address: Purdue University, Department of Physics, 525 Northwestern Avenue, West Lafayette, IN 47907–2036, USA.

an average γ -ray flux of a factor of ~ 5 as high as in 2004.

The total γ -ray flux above 730 GeV (Fig. 3) for the individual years from 2003 to 2006 indicates variability on a yearly basis (14) corresponding to a statistical significance of 3.2 SDs, being derived from a χ^2 fit of a constant function. The variability is confirmed by a Kolmogorov test comparing the distribution of photon arrival times to the distribution of background arrival times, yielding a statistical significance for burst-like (nonconstant) behavior of the source of 4.5 SDs. Unexpectedly, variability on time scales of days (flux doubling) was found in the high-state data of 2005 (Fig. 3A), with a statistical significance of more than 4 SDs. This is the fastest variability observed in any wave band from M87 and strongly constrains the size of the emission region of the TeV γ radiation, which is further discussed below. No indications for short-term variability were found in the data of 2003, 2004, and 2006, which is not unexpected given the generally lower statistical significances of the γ -ray excesses in those years.

These observational results (location, spectrum, and variability) challenge most scenarios of very-high-energy γ -ray production in extragalactic sources. Although the luminosity ($\approx 3 \times 10^{40}$ erg/s) of TeV γ rays is quite modest and does not cause any problems with the global energy budget of the active galaxy M87, several models can be dismissed. The upper limit on the

angular size of ~ 3 arc min (13.7 kpc $\approx 4.3 \times 10^{22}$ cm) centered on the M87 nucleus position already excludes the core of the Virgo cluster (15) and outer radio regions of M87 as TeV γ -ray emitting zones. Further, the observed variability on time scales of $\Delta t \sim 2$ days requires a very compact emission region because of the light-crossing time. The characteristic size is limited to $R \leq c \times \Delta t \times \delta \approx 5 \times 10^{15} \delta$ cm $\approx 5 \times \delta R_s$, where δ is the relativistic Doppler factor (16) of the source of TeV radiation and $R_s \approx 10^{15}$ cm is the Schwarzschild radius of the M87 supermassive black hole. For any reasonable value of the Doppler factor (i.e., $1 < \delta < 50$, as used in the modeling of TeV γ -ray blazars), this implies a drastic constraint on the size of the TeV γ -ray source, which immediately excludes several potential sites and hypotheses of γ -ray production. First of all this concerns the elliptical galaxy M87 (15) and the γ -ray production due to dark matter annihilation (17). The most obvious candidate for efficient particle acceleration (18), namely the entire extended kiloparsec jet, is also excluded. Although compatible with the TeV source position, even the brightest knot in the jet (knot A) appears excluded, with its typical size on the order of one arc sec (about 80 pc $\approx 2.5 \times 10^{20}$ cm) resolved in the x-ray range (19).

An interesting possibility would be the peculiar knot (HST-1) in the jet of M87 (see supporting online text and fig. S2), a region of many violent events, with x-ray flares exceeding

the luminosity of the core emission (20) and superluminal blobs being detected downstream. Modeling the high-energy radiation properties of this region (by synchrotron and inverse-Compton scenarios), several authors favor sizes in the range of 0.1 to 1 pc (for moderate values of the Doppler factor ranging between 2 and 5) (20–22). Formally, though, there is no robust lower limit on the size of HST-1; therefore, we cannot exclude HST-1 as a source of TeV γ rays. However, it would be hard to realize the short-term variability of the TeV γ -ray emission in relation to HST-1, at least within the framework of current models. Because the size of the γ -ray production region does not exceed $R \leq 5 \times 10^{15} \delta$ cm, the location of HST-1 along the jet at 0.85 arc sec from the nucleus, which corresponds to $d \approx 65$ pc $\approx 2 \times 10^{20}$ cm, implies that the energy would be channeled from the central object into the γ -ray production region within an unrealistically small opening angle $\sim R/d \approx 1.5 \times 10^{-3}$ degree.

The only remaining and promising possibility is to conclude that the site of TeV γ -ray production is the nucleus of M87 itself (23). In contrast to the established TeV γ -ray blazars, the large-scale jet of M87 is seen at a relatively large jet angle ($\theta \sim 30^\circ$), which suggests a quite modest Doppler boosting of its radiation. Nevertheless, because of the proximity of M87, both leptonic (24) and hadronic (5, 25) models predicted detectable TeV γ -ray emission. How-

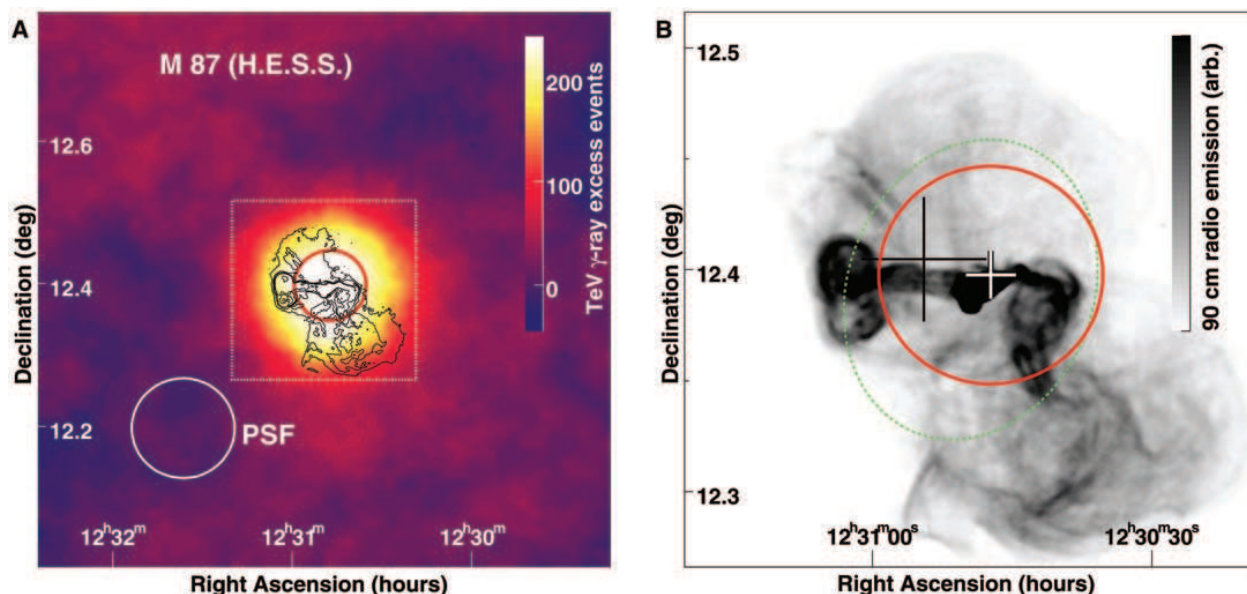


Fig. 1. Shown are the sky map as well as the position and extension limit of the TeV γ -ray emission from M87. (A) Smoothed TeV γ -ray excess map (color coded, 0.1° integration radius) as measured by H.E.S.S. The size (68% containment radius) of the H.E.S.S. point-spread function (PSF) is also indicated. The red circle indicates the intrinsic extension upper limit (99.9% confidence level) of 3 arc min of the TeV γ -ray excess corresponding to 13.7 kpc in M87. The contour lines show the 90-cm radio emission (32). The white box marks the cutout shown in (B). (B) The 90-cm

radio data (32) measured with the Very Large Array, together with the TeV position with statistical and $20''$ pointing uncertainty errors (white cross) and again the 99.9% confidence level extension upper limit (red circle). The size of the emission region deduced from the short-term variability is smaller by a factor of $\sim 10^6$. The black cross marks the position and statistical error of the γ -ray source reported by HEGRA. The green ellipse indicates the host galaxy seen in the optical wavelengths with an extension of 8.3×6.6 arc min in diameter.

REPORTS

ever, these scenarios typically produce a soft energy spectrum of TeV γ rays, clearly in contrast to the hard spectrum measured by H.E.S.S. Leptonic models can be adapted in various ways to match the new results. Within synchrotron self-Compton (SSC) scenarios (26), one method is to consider the possibility of differential Doppler-boosting in the jet near the core region, a phenomenon clearly expected in the jet formation zone, which extends over <0.1 pc from the nucleus (27). Emitting plasma blobs of small sizes with Doppler factors between 5 and 30 and magnetic fields well below equipartition can account for the observed TeV γ -ray emission. An additional flux contribution from inverse-Compton scattering of background photons, coming from scattered disk emission or from dust, can further reduce the range of Doppler factors toward moderate values.

The TeV γ -ray photons (independent of their production mechanism) might be absorbed by the pair-absorption process $\gamma_{\text{TeV}} + \gamma_{\text{IR}} \rightarrow e^+ e^-$ on the local infrared (IR) radiation field in the TeV γ -ray emission region. Because no signature for an absorption can be identified in the energy spectrum up to 10 TeV, one can derive an upper limit on the luminosity of the infrared radiation field at 0.1 eV (corresponding to a wavelength of ~ 10 μm , most relevant for absorption of 10 TeV γ rays) to be $L(0.1 \text{ eV}) \leq 3.6 \times 10^{38} (R/10^{15} \text{ cm}) \text{ erg/s}$, where R is the size of the TeV γ -ray emission region. Such a low central

IR radiation luminosity supports the hypothesis of an advection-dominated accretion disk (i.e., an accretion disk with low radiative efficiency) in M87 (28) and generally excludes a strong contribution of external inverse-Compton emission on IR light to the TeV γ -ray flux.

If one accepts the hypothesis that protons can be accelerated as high as 10^{20} eV in jets of radio galaxies, then (hadronic) proton synchrotron models (5, 25) cannot be excluded, considering the presented data. An alternative γ -ray production mechanism is curvature radiation of ultra-high-energy protons in the immediate vicinity of the supermassive black hole. This novel mechanism can simultaneously explain both the hard spectrum and fast variability of the observed TeV γ -ray emission. Rapidly rotating black holes embedded in externally supported magnetic fields can generate electric fields and accelerate protons to energies up to 10^{20} eV (29–31). Assuming that acceleration of protons takes place effectively within 3 Schwarzschild radii R_s , and if the horizon threading magnetic field is not much below 10^4 G, one should expect γ -ray radiation due to proton curvature radiation extending to at least 10 TeV. (The electron curvature radiation is less likely because of severe energy losses even in a tiny

component of an irregular magnetic field.) No correlation with fluxes at other wavelengths is expected in this model. Although the size of the γ -ray production region, $R \sim 3 R_s \sim 3 \times 10^{15}$ cm, perfectly matches the observed variability scale, and the model allows extension of the γ -ray spectrum to 10 TeV without any significant correlation at other wavelengths, the main problem of the model is the suggested magnetic field. It is orders of magnitude larger than the B field expected from the accretion process, given the very low accretion rate as it follows from the bolometric luminosity of the core as well as the estimates of the power of the jet in M87.

The time scale of the short-term variability of the TeV γ rays is on the order of the light-crossing time of the black hole (located at the center of M87), which is a natural time scale of the object. Therefore, the results reported here give clear evidence for the production of TeV γ rays in the immediate vicinity of the black hole of M87.

References and Notes

1. F. Macchetto *et al.*, *Astrophys. J.* **489**, 579 (1997).
2. H. L. Marshall *et al.*, *Astrophys. J.* **564**, 683 (2002).

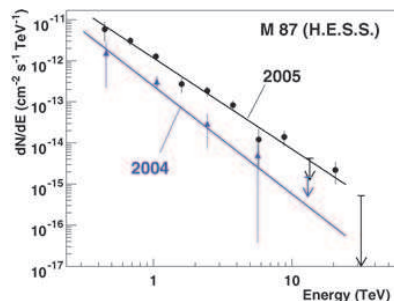


Fig. 2. The differential energy spectrum of M87 obtained from the 2004 and the 2005 data [using standard event selection cuts (10)], covering a range of ~ 400 GeV to ~ 10 TeV. Spectra for the 2003 and 2006 data sets could not be derived because of limited event statistics. Flux points with a statistical significance less than 1.5 SDs are given as upper limits (99.9% confidence level). The corresponding fits of a power-law function $dN/dE = I_0 \times (E/1 \text{ TeV})^{-\Gamma}$ are indicated as lines. The photon indices are $\Gamma = 2.62 \pm 0.35$ (2004 data) and $\Gamma = 2.22 \pm 0.15$ (2005 data). Aside from the difference in the flux normalization by a factor of ~ 5 [$I_0 = (2.43 \pm 0.75) \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ in 2004 and $I_0 = (11.7 \pm 1.6) \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ in 2005], no variation in spectral shape is found within errors. The systematic error on the photon index and flux normalization are estimated to be $\Delta\Gamma = 0.1$ and $\Delta I_0/I_0 = 0.2$, respectively.

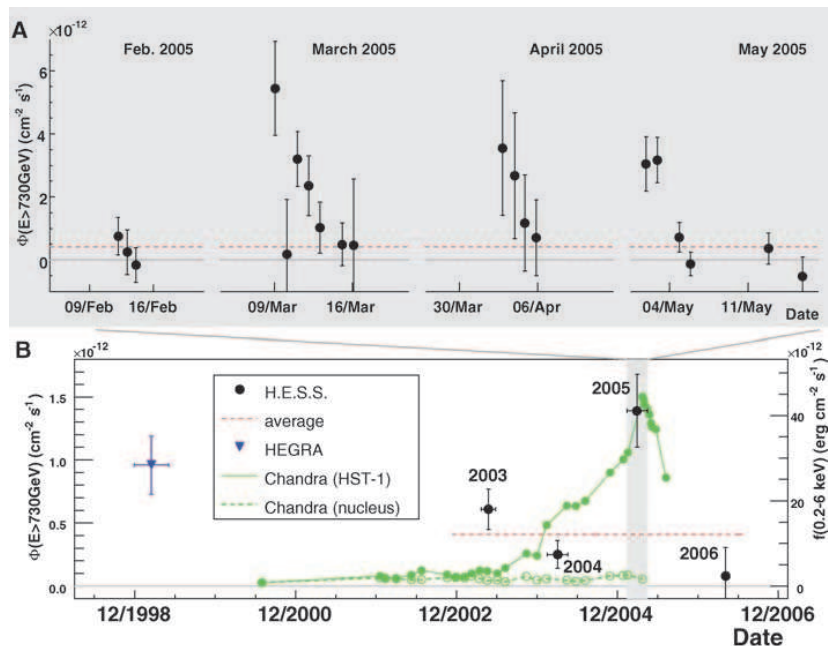


Fig. 3. Gamma-ray flux above an energy of 730 GeV as a function of time. The given error bars correspond to 1 SD statistical errors. (B) The average flux values for the years 2003 to 2006 as measured with H.E.S.S., together with a fit of a constant function (red line). The flux reported by HEGRA is also drawn (a systematic error must be taken into account when comparing results from the two instruments). (A) The night-by-night fluxes for the four individual months (February to May) of the high-state measurements in 2005, with significant variability on (flux doubling) time scales of ~ 2 days. The green points in (B) correspond to the 0.2–6 keV x-ray flux of the knot HST-1 [solid, (20)] and the nucleus [dashed, (33)] as measured by Chandra; the lines are linear interpolations of the flux points. No unambiguous correlation between the flux of x rays and TeV γ rays can be identified (the x-ray/TeV data were not gathered simultaneously).

3. G. V. Bicknell, M. C. Begelman, *Astrophys. J.* **467**, 597 (1996).
4. P. L. Biermann et al., *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **87**, 417 (2000).
5. R. J. Protheroe et al., *Astropart. Phys.* **19**, 559 (2003).
6. F. Aharonian et al., HEGRA collaboration, *Astron. Astrophys.* **403**, L1 (2003).
7. S. Le Bohec et al., *Astrophys. J.* **610**, 156 (2004).
8. W. Hofmann, *Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf. (Pune)*, **10**, 97 (2005).
9. F. Aharonian et al., H.E.S.S. collaboration, *Astropart. Phys.* **22**, 109 (2004).
10. W. Benbow, *Proceedings: Towards a Network of Atmospheric Cherenkov Detectors VII (Palaiseau)*, 163 (2005).
11. M. de Naurois, *Proceedings: Towards a Network of Atmospheric Cherenkov Detectors VII (Palaiseau)*, 149 (2005); <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0607247>.
12. Materials and methods are available as supporting online material on Science Online.
13. C. Ma et al., *Astronom. J.* **116**, 516 (1998).
14. M. Bellicke et al., *Proc. of TEXAS Symposium on Relativistic Astrophysics* (Stanford University), Paper #2403 (2004), see <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0504395>.
15. C. Pfommer, T. A. Enßlin, *Astron. Astrophys.* **407**, L73 (2003).
16. Emission from a region that is moving with a relativistic speed $\beta = v/c$ (c is the speed of light) is boosted along the direction of movement (relativistic beaming). The boost is a function of the observation angle θ relative to this direction and is described by the Doppler factor $\delta = [\Gamma(1 - \beta \cos \theta)]^{-1}$, where $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ is the Lorentz factor of the emission region.
17. E. A. Baltz et al., *Phys. Rev. D* **61**, 3514 (2000).
18. L. Stawarz et al., *Astrophys. J.* **626**, 120 (2005).
19. E. S. Perlman, A. S. Wilson, *Astrophys. J.* **627**, 140 (2005).
20. D. E. Harris et al., *Astrophys. J.* **640**, 211 (2006).
21. D. E. Harris et al., *Astrophys. J.* **586**, L41 (2003).
22. L. Stawarz et al., *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **370**, 981 (2006).
23. W. Forman et al., *Astrophys. J.* **635**, 894 (2005).
24. M. Georgopoulos et al., *Astrophys. J.* **634**, L33 (2005).
25. A. Reimer et al., *Astron. Astrophys.* **419**, 89 (2004).
26. D. L. Band, J. E. Grindlay, *Astrophys. J.* **308**, 576 (1986).
27. W. Junor, J. A. Biretta, M. Livio, *Nature* **401**, 891 (1999).
28. C. S. Reynolds, T. di Matteo, A. C. Fabian, U. Hwang, C. R. Canizares, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **283**, L111 (1996).
29. A. Levinson, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 912 (2000).
30. E. Boldt, M. Loewenstein, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **316**, 29 (2000).
31. F. A. Aharonian, A. A. Belyanin, E. V. Derishev, V. V. Kocharovskiy, V. V. Kocharovskiy, *Phys. Rev. D* **66**, 023005 (2002).
32. F. N. Owen et al., *Proceedings of The Universe at Low Radio Frequencies, ASP Conf. Ser.*, **199** (2000); <http://xxx.lanl.gov/abs/astro-ph/0006152>.
33. Provided by D. Harris, private communication.
34. The support of the Namibian authorities and of the University of Namibia in facilitating the construction and operation of H.E.S.S. is gratefully acknowledged, as is the support by the German Ministry for Education and Research (BMBF), the Max Planck Society, the French Ministry for Research, the CNRS-IN2P3, and the Astroparticle Interdisciplinary Programme of the CNRS, the UK Particle Physics and Astronomy Research Council (PPARC), the Institute of Particle and Nuclear Physics of the Charles University, the South African Department of Science and Technology and National Research Foundation, and the University of Namibia. We thank D. Harris for providing the Chandra x-ray light curve of the M87 nucleus.

Supporting Online Material

www.sciencemag.org/cgi/content/full/1134408/DC1

Materials and Methods

SOM Text

Figs. S1 and S2

Table S1

References

28 August 2006; accepted 11 October 2006

Published online 26 October 2006;

10.1126/science.1134408

Include this information when citing this paper.

Solid-State Qubits with Current-Controlled Coupling

T. Hime,¹ P. A. Reichardt,¹ B. L. T. Plourde,^{1,2} T. L. Robertson,^{1*} C.-E. Wu,^{1†} A. V. Ustinov,^{1‡} John Clarke^{1§}

The ability to switch the coupling between quantum bits (qubits) on and off is essential for implementing many quantum-computing algorithms. We demonstrated such control with two flux qubits coupled together through their mutual inductances and through the dc superconducting quantum interference device (SQUID) that reads out their magnetic flux states. A bias current applied to the SQUID in the zero-voltage state induced a change in the dynamic inductance, reducing the coupling energy controllably to zero and reversing its sign.

The past few years have seen major advances in the field of superconducting quantum bits (qubits). This family includes those based on electrical charge (1), magnetic flux (2–4), charge and phase (5), and the phase difference across a Josephson junction (6). Arbitrary superpositions of the single-qubit states can be prepared and manipulated by microwaves to produce Rabi oscillations, Ramsey fringes, and echoes long-familiar in atomic physics and nuclear magnetic resonance (7). The

prepared quantum states remain coherent for times up to several microseconds (8). Coupling two or more qubits together results in entangled states (9–15) with energy spectra that exhibit the avoided crossings (anticrossings) predicted by quantum mechanics (16). In addition to studying quantum coherence in many-body systems, there is considerable interest in arrays of qubits for quantum computing. Because quantum computation requires both the manipulation of single qubits and the entanglement of many qubits, the ability to switch the coupling (17–21) between qubits on and off in a scalable architecture would enable many quantum-computing algorithms.

We conducted experiments on two flux qubits biased at the same frequency. In this regime, the antiferromagnetic interaction between the qubits produces an anticrossing and thus a splitting in the energy spectrum of the first and second excited states. By varying the bias current in the zero-voltage state of the superconducting quantum interference device (SQUID) used

to read out the flux states of the coupled qubits, we reduced the coupling energy and hence the splitting of the two energy levels of the excited states to zero. Indeed, as predicted, we can even change the interaction from antiferromagnetic to ferromagnetic. Furthermore, we showed that the transition probability from the symmetric ground state to an antisymmetric excited state vanishes at the anticrossing, in qualitative agreement with calculations.

Each flux qubit consists of a superconducting loop interrupted by three Josephson tunnel junctions (2). When the applied magnetic flux Φ_q is at the degeneracy point $(n + 1/2)\Phi_0$ (where n is an integer such that $|\Phi_q - n\Phi_0| \leq \Phi_0/2$, $\Phi_0 \equiv h/2e$ is the flux quantum, h is the Planck constant, and e is the electron charge), a screening current I_q can flow around the loop in either direction, represented by the states $|\uparrow\rangle$ and $|\downarrow\rangle$. The ground and first excited states of the qubit correspond to symmetric and antisymmetric superpositions of the two current states and are separated by an energy Δ . When $\Phi_q \neq (n + 1/2)\Phi_0$, the energy difference increases to $v = (\Delta^2 + \epsilon^2)^{1/2}$, where $\epsilon = 2I_q[\Phi_q - (n + 1/2)\Phi_0]$. The energy of the qubit is measured by coupling the flux generated by I_q to a dc SQUID. Two flux qubits are coupled through their mutual inductances to each other and to the SQUID. The interaction of two pairs of states produces four new states: a ground state $|0\rangle$ and three excited states $|1\rangle$, $|2\rangle$, and $|3\rangle$. Each of these states consists of a linear superposition of four basis states (22): the symmetric triplet $|\uparrow\uparrow\rangle$, $|S\rangle = (|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle)/2^{1/2}$, and $|\downarrow\downarrow\rangle$ and the antisymmetric singlet $|A\rangle = (|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle)/2^{1/2}$.

The two qubits A and B and their readout dc SQUID are shown schematically in Fig. 1A. The qubits have loop inductances L_{qA} and L_{qB} and

¹Department of Physics, University of California, Berkeley, CA 94720–7300, USA. ²Department of Physics, Syracuse University, Syracuse, NY 13244–1130, USA.

*Present address: Proteus Biomedical, 750 Chesapeake Drive, Redwood City, CA 94063, USA.

†Present address: Department of Physics, National Tsing-hua University, Hsinchu 300, Taiwan.

‡Permanent address: Physikalisches Institut III, Universität Erlangen-Nürnberg, Erwin-Rommel-Strasse 1, D-91058 Erlangen, Germany.

§To whom correspondence should be addressed. E-mail: jclarke@berkeley.edu

E.2 A synchrotron self-Compton scenario for the very high energy γ -ray emission of the radiogalaxy M 87

Nous reproduisons dans les pages suivantes l'article publié donnant les détails sur le modèle **SSC** multi-blob, présenté à la section 3.10, page 91. Cet article comprend une interprétation de l'observation de rayons γ **THE** en provenance de M 87, ainsi que des prédictions de détectabilité aux **THE** pour Cen A *avant* sa détection au TeV par **H.E.S.S.**, pour PKS 0521–36 ainsi que pour 3C 273 (voir les sections 5.2 et 5.3.2).

A&A 478, 111–120 (2008)
 DOI: 10.1051/0004-6361:20077995
 © ESO 2008

**Astronomy
&
Astrophysics**

A synchrotron self-Compton scenario for the very high energy γ -ray emission of the radiogalaxy M 87

Unifying the TeV emission of blazars and other AGNs?

J.-P. Lenain¹, C. Boisson¹, H. Sol¹, and K. Katarzyński²

¹ LUTH, Observatoire de Paris, CNRS, Université Paris Diderot; 5 Place Jules Janssen, 92190 Meudon, France
 e-mail: jean-philippe.lenain@obspm.fr

² Toruń Centre for Astronomy, Nicolaus Copernicus University, ul. Gagarina 11, 87100 Toruń, Poland

Received 1 June 2007 / Accepted 12 October 2007

ABSTRACT

Context. M 87 is the first extragalactic source detected in the TeV range that is not a blazar. With the increasing performances of ground-based Čerenkov telescopes, we can now probe the variability in the γ -ray flux on small timescales, thus putting strong constraints on the size of the emitting zone. The large scale jet of M 87 is misaligned with respect to the line of sight. A modification of standard emission models of TeV blazars appears necessary to account for the γ -ray observations despite this misalignment.

Aims. We explain TeV γ -ray spectra and the fast variability of M 87 by invoking an emission zone close to the central supermassive black hole, which is filled with several plasma blobs moving in the large opening angle of the jet formation zone.

Methods. We develop a new multi-blob synchrotron self-Compton (SSC) model with emitting blobs set on a cap beyond the Alfvén surface in the jet, at a distance of $\sim 100 r_g$ from the central engine to interpret the high energies inferred by new TeV observations. We present an SSC model that is explicitly adapted to dealing with large viewing angles and moderate values of the Lorentz factor inferred from (general relativistic) magnetohydrodynamic models of jet formation.

Results. This scenario can account for the recent γ -ray observations of M 87 made by the High Energy Stereoscopic System (HESS) telescope array. We find individual blob radii of about 10^{14} cm, that is compatible with the variability on timescales of days recently reported by the HESS collaboration and is close to the black hole gravitational radius. Predictions of the very high-energy emission for three other sources with extended optical or X-ray jet that could be misaligned blazars still with moderate beaming are presented for one Seyfert 2 radiogalaxy, namely Cen A, one peculiar BL Lac, PKS 0521–36, and one quasar, 3C 273.

Key words. galaxies: active – galaxies: individual: M 87 – gamma rays: theory – radiation mechanisms: non-thermal

1. Introduction

M 87 is a well-known, nearby giant elliptical galaxy ($z = 0.00436$, Smith et al. 2000) close to the center of the Virgo cluster, which shows a multi-spectral jet, the signature of an active galactic nucleus (AGN). Its jet is one of the best known, on all scales, thanks to its nearby location and its strong synchrotron radiation in the optical band. M 87 is classified as FRI based on its radio morphology. Wilson & Yang (2002) observed the jet with *Chandra* on July 29 and 30, 2000 and detected it up to a distance of $\sim 21''$ from the core in the X-ray band, which implies that the jet is not as strongly aligned along the line of sight (see also Reynolds et al. 1996) as in the case of blazars.

At radio wavelengths, an impressive jet, which extends up to a few tens of kiloparsecs, can be seen. The central engine is thought to be a supermassive black hole (SMBH) with a mass of $M_{\text{BH}} \sim 3 \times 10^9 M_{\odot}$ (Macchetto et al. 1997). The scale length is thus $r_g = GM_{\text{BH}}/c^2 \sim 4.5 \times 10^{14}$ cm $\sim 1.4 \times 10^{-4}$ pc. Using the *Hubble Space Telescope* (HST), Biretta et al. (1999) observed superluminal apparent motions of about $4c$ – $6c$ beyond 400 pc for the internal knots, between 1994 and 1998, thus confirming that the jet is relativistic. They conclude that the jet is oriented within 19° of the line of sight.

Due to the presence of an SMBH in the core and the presence of the jet, M 87 was deemed an interesting candidate for TeV emission. Le Bohec et al. (2004) reported an upper limit observed with Whipple in 2000 and 2001, simultaneously with X-ray flares observed by *RXTE*. HEGRA observed M 87 in 1998 and 1999 for a total exposure of 77 h after data quality selection (Aharonian et al. 2003; Beilicke et al. 2004). A 4.1σ significance was recorded and an integrated flux ($E > 730$ GeV) of 3.3% Crab was measured.

Recently, Aharonian et al. (2006) observed M 87 with the High Energy Stereoscopic System (HESS)¹ between 2003 and 2006 in 89 h live-time with a 13σ detection and discovered variations on timescales of about 2 days, 10 times faster than observed in any other waveband. This shows that the emission region is very compact, with a dimension on the order of a few Schwarzschild radii. These observations, confirming the detection by HEGRA (Beilicke et al. 2005), are particularly interesting since M 87 is the first non-BL Lac extragalactic object ever observed at TeV energy. Radio-loud galaxies contain AGNs with jets like blazars, but the jet emission is less strongly boosted due to larger viewing angles between the jet and the observer's

¹ <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/>

line of sight. It is therefore a challenge for standard models of TeV blazars to explain the very high-energy (VHE) emission of M87.

In this paper, we present a modified synchrotron self-Compton (SSC) scenario to explain the VHE emission of M87. Classic SSC models (e.g. Gould 1979; Inoue & Takahara 1996; Bloom & Marscher 1996; Chiaberge & Ghisellini 1999; Katarzyński et al. 2001) are applied to blazars, which are beamed sources, and cannot account for the observations of radiogalaxies like M87. Our goal is to further develop one of these models to reconcile beamed and unbeamed sources in the same framework of models. Such propositions for unification of AGNs have already been studied considering orientation effects (e.g. Antonucci 1993; Urry & Padovani 1995), or radio/X-ray power among BL Lac objects, flat-spectrum radio-loud quasars (FSRQs) and FR Is (e.g. Fossati et al. 1998; Ghisellini et al. 1998; Capetti et al. 2000).

A short description of the leptonic blob-in-jet model for TeV blazars is found in Sect. 2, and its development and application to M87 are described in Sects. 3 and 4. In the framework of misaligned BL Lac-like objects, we then try to predict VHE fluxes for objects with optical/X-ray extended jets in Sect. 5. The implications for unification schemes of AGNs are discussed in Sect. 6.

2. “Blob-in-jet” leptonic SSC model

We intend to model the multiwavelength spectrum of M87 in the framework of a quasi-homogeneous SSC scenario, successfully used to account for the overall emission of blazars, such as Mrk 501 and Mrk 421. Our model relies on the basic scenario presented in Katarzyński et al. (2001, 2003, and references therein), who give the details for the computation of the radiative transfer and emission by SSC processes in a single spherical blob of plasma moving at relativistic speed along the jet axis. The blob, immersed in a uniform magnetic field, is assumed to be located inside the jet, close to the central engine. An inhomogeneous conical extended jet model is also used to explain the emission from radio to ultraviolet wavelengths (see Sect. 2.2 in Katarzyński et al. 2001, for more details). The absorption by the infrared extragalactic background light at VHE is taken into account and modeled using the estimations as described in Stecker et al. (2006) and references therein. Here we model only nearby AGNs, so this effect can be neglected. The blob-in-jet model is particularly well-adapted to the description of blazars, for which the jet is very close to the line of sight. In the following, the assumed cosmology is $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ for an Einstein-de Sitter universe, with $\Omega_\Lambda = 0.7$ and $\Omega_m = 0.3$.

We assume that the population of electrons, which is responsible for the non-thermal emission in leptonic models, has a number density that can be described by a broken power law:

$$N_e(\gamma) = \begin{cases} K_1 \gamma^{-n_1} & \gamma_{\min} \leq \gamma \leq \gamma_{\text{br}} \\ K_2 \gamma^{-n_2} & \gamma_{\text{br}} \leq \gamma \leq \gamma_c \end{cases} \quad [\text{cm}^{-3}] \quad (1)$$

where $K_2 = K_1 \gamma_{\text{br}}^{n_2 - n_1}$ and $\gamma = E/mc^2$, where m is the electron mass and E its energy. These electrons radiate up to the X-ray range through the synchrotron process, and then re-interact with their own emitted photons by inverse Compton (IC) scattering, which is the so-called synchrotron self-Compton process. This synchrotron emission comes from a population of electrons different from those producing the radio-IR emission of the extended jet.

The SSC model has 8 significant parameters. The macro-physics processes are described by the magnetic field B , the radius of the emitting blob r_b and the Doppler factor $\delta_b = [\Gamma_b(1 - \beta_b \cos \theta)]^{-1}$, where β_b is the speed of the moving blob in c unit, $\Gamma_b = (1 - \beta_b^2)^{-1/2}$ is the blob Lorentz factor, and θ the viewing angle. The radiative processes are parametrized by the description of the population of emitting particles, with the parameters K_1 , γ_{br} , γ_c , n_1 , and n_2 from Eq. (1). The value of γ_{\min} is not crucial for interpreting the spectral energy distribution (SED), nor is γ_c , although it can become very relevant in cases where the X-rays have a hard slope with a spectral differential index $\alpha < 1$ (in the common $f_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ notation). All these parameters can be constrained when detailed spectral data are available for a wide frequency range.

In the present case, the spectral coverage of the nucleus of M87 is sparse, so we need to find other ways to constrain the parameters. One important constraint comes from the variability:

$$r_b < \frac{c \delta_b}{1 + z} \Delta t_{\text{obs}} \quad (2)$$

where Δt_{obs} is the variability timescale in the observer frame, implying $r_b/\delta_b \lesssim 5 \times 10^{15} \text{ cm}$ for M87.

The region of emission is then assumed to be close to the SMBH, to fulfill the variability constraint within magnetohydrodynamic (MHD) jet models. For instance, McKinney (2006) models the jet formation zone using general relativistic MHD simulations, applicable to GRBs, AGNs as M87, and black hole X-ray binaries. He describes the broadening zone of the jet in the vicinity of the central black hole, and finds the Alfvén surface at $\sim 50 r_g$. We assume that the emission zone is located slightly above this surface to allow shocks and Fermi acceleration processes to develop in the jet. The results of McKinney (2006) further constrain some of our parameters for a distance of $\sim 100 r_g$ from the SMBH, such as the value of the Lorentz factor $\Gamma_b \lesssim 10$ of the plasma blobs, the magnetic field B , and the half-opening angle $\varphi(r)$ of the jet given by his Eq. (24).

The case of M87 is of particular interest since its jet is exceptionally well mapped in radio VLBI. Biretta et al. (2002) observed the core of M87 in VLBI in February 1995 and March 1999, and showed that the opening angle increases quickly with decreasing distance to the core region, on the 0.01 pc ($\sim 70 r_g$) scale. This kind of widening at the base of the jet has also been observed in Cen A on the 0.1 pc ($\sim 19000 r_g$) scale by Horiuchi et al. (2006) using the VLBI Space Observatory Program. A broadening zone in the jet formation region is also found in MHD simulations. Moreover, the recently detected short-term TeV variability seems to exclude the extended and outer regions as the source for VHE emission in M87. This is also argued by Georganopoulos et al. (2005), who present a modified leptonic model applied to M87 that takes into account a deceleration of the inner flow along the base of the jet. It thus appears quite natural to assume that the VHE γ -rays are emitted in the core-widened jet region.

We can then imagine that there are blobs of plasma, harboring very high-energy electrons and propagating in the widened jet formation zone, which are dragged along with the bulk jet outflow. In the case of misaligned objects such as M87, this can easily result in one blob moving along the line of sight and thus having about the same Lorentz factor as for blazars, allowing reproduction of the TeV emission in the framework of classic SSC models. However a model with a single relativistic blob moving and emitting exactly towards the observer would be statistically unlikely.

3. Multi-blob model

A way of dealing with this statistical issue is to assume that the emission zone is a spherical cap centered on the SMBH, limited by the sheath of the jet, and filled with several similar homogeneous blobs. Consequently, as mentioned in Aharonian et al. (2006), we can consider differential Doppler-boosting in the jet formation zone, near the core region.

This cap is located at a given distance R_{cap} from the SMBH, which is a new free parameter in our model. However, R_{cap} can be constrained by MHD simulations (e.g. McKinney 2006) if we assume that it is located slightly above the Alfvén surface, which is at about $50\text{--}100 r_g$ from the SMBH. This surface is continuous, but does not need to be homogeneous. We model it with a pattern of several blobs, whose individual radii are typically smaller than in the case of the “blob-in-jet” scenario.

For the sake of simplicity, we assume the presence of 7 blobs in this zone, one central blob and 6 further blobs distributed on a hexagon, located at $100 r_g$ from the SMBH, with macroscopic parameters derived from McKinney (2006) as specified in Sect. 2. This choice for the number of blobs is justified by the fact that the resulting diameter of the cap is in the same order of magnitude as the characteristic size of the emitting zone from previous studies.

The smaller the radius of the individual blob, the more our model resembles a continuous zone model. The choice of discrete adjacent blobs leads to two extreme situations:

- “Inter-blob” case: the line of sight passes exactly through the gap between three blobs;
- “On-blob” case: the line of sight is exactly aligned with the velocity vector of the central blob, called No. 0.

The Doppler factor for each blob No. i (where $i \in \llbracket 0; 6 \rrbracket$) is now defined as:

$$\delta_b^i = \frac{1}{\Gamma_b(1 - \beta_b \cos \alpha_i)}$$

where α_i is the angle between the velocity vector of blob No. i and the line of sight. If the line of sight is between three blobs (“inter-blob” case), then these blobs have the same Doppler factor and their contribution to the total flux is equal, while the 4 other blobs have contributions to the total flux that decrease with increasing blob radius r_b . If the line of sight is aligned with the velocity vector of the central blob (“on-blob” case), then the highest Doppler factor is δ_b^0 . In that case the six other blobs all have the same Doppler factor; and although smaller than δ_b^0 , their individual contributions are not negligible in the total observed flux, especially if the seven blobs are all moving along in the same direction². It should be noted that some models involve acceleration as the jet is collimated (e.g. Melia et al. 2002; Vlahakis & Königl 2004), which is on the parsec scale. In such models, a gradient in flow velocity across the width of the jet can also be present, but is usually small compared to the radial velocity profile. Therefore we choose here to neglect this transverse gradient, which is of second order for our purpose, and we assume that all the blobs have the same Lorentz factor, although they are ejected at slightly different angles.

Figure 1 describes the geometry of our model in the “on-blob” case. The central blob is moving along the line of sight, and the six other blobs are each moving along a direction slightly different from the blob n° 0 by an angle $d\alpha$. The angle $d\alpha$ is given by $d\alpha = 2 \arcsin(r_b/R_{\text{cap}})$. The viewing angle θ is defined as the

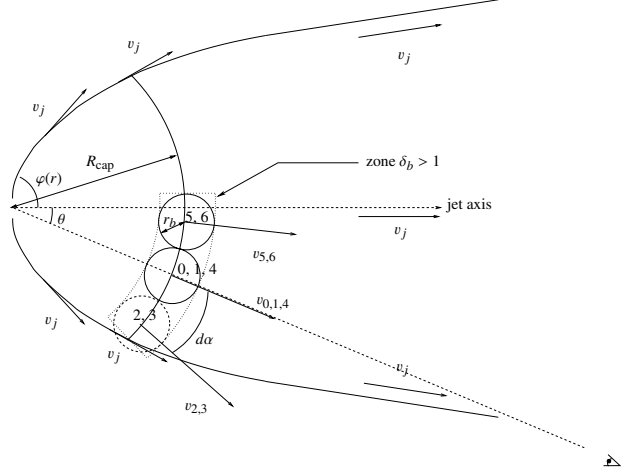


Fig. 1. Geometric side view of the jet formation zone (“on-blob” case). v_j represents the velocity of the jet, the blobs are numbered from 0 to 6, $v_{0\text{--}6}$ are the velocities of the blobs, θ is the viewing angle with respect to the jet axis, $\varphi(r)$ is the opening angle, r_b is the radius of an individual blob, and R_{cap} is the distance of the blobs from the SMBH. In this sketch, the contributions to the total flux of the blobs No. 2 and 3 would be rejected, since they lie outside the jet.

angle between the line of sight and the jet axis for this multi-blob model. The individual radius r_b assumed equal for all blobs is a free parameter of our model. Depending on the observed angle θ , it can happen that in the simulation a blob moves outside the jet and is therefore neglected.

We can then compute the radiative transfer of each blob in its own source frame, as explained in Katarzyński et al. (2001). For each blob, the seed photons for the inverse Compton scattering are those generated within the blob from synchrotron radiation. The total flux in the observer frame is the sum of the contribution of each blob. We neglect the contribution of the eventual blobs for which $\delta_b < 1$, which is possible if $\alpha_i > \arccos[(\Gamma_b - 1)/(\Gamma_b \beta_b)]$.

Figure 2 shows the SED of the contribution from the single central blob in the “on-blob” case, as well as the contribution of the six adjacent blobs. Adjacent blobs have the same Doppler factor, so they all contribute equally to the SED. It also shows the sum of all the contributions in the “inter-blob” case, where the line of sight is exactly between three blobs. If r_b is sufficiently large, the closest blob to the line of sight in the “on-blob” case completely dominates the apparent flux. This can be the case in almost all the situations we study here.

4. Application to M 87

4.1. The observed SED

To construct the SED of the core jet, we carefully select the following data from the literature. We used γ -ray observations of 2004 and 2005 by HESS (Aharonian et al. 2006), representing lower and higher states respectively in the next figures. The Whipple upper limit at 400 GeV observed between 2000 and 2003 is taken from Le Bohec et al. (2004). The HEGRA point at 730 GeV obtained in 1998 and 1999 is taken from Beilicke et al. (2004).

The *Chandra* data from the nucleus region obtained on April 20 and July 30, 2000 were taken from Perlman & Wilson (2005) who conclude that the nuclear X-ray emission originates

² which is the case for $r_b \leq r_g$.

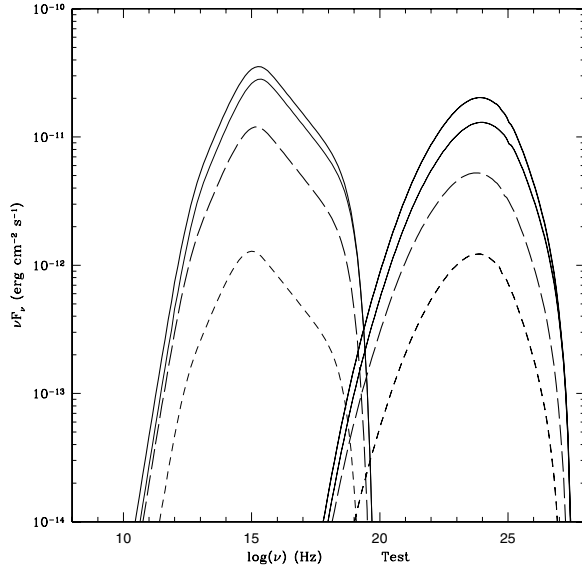


Fig. 2. Illustrative example of the SED of the multi-blob model. The thin solid line shows the contribution of the central blob, the most strongly beamed blob. The thin dashed line shows the contributions of each of the six other blobs, and the bold solid line shows the sum of the contributions of all the blobs in the “on-blob” case. The bold dashed line shows the sum of all the contributions in the “inter-blob” case. The closest blob to the line of sight (*thin solid line*) is overwhelmingly dominant for high enough values of r_b .

from the jet and could extract a 1 arcsec nucleus spectrum, thus excluding *HST*-1. The *XMM-Newton* data taken on June 19, 2000 were found in Böhringer et al. (2001). It should be noted that the *XMM-Newton* data have the same spectral slope, but a higher flux density than the *Chandra* data, and they do include *HST*-1 within a 4'' extraction region. Perlman et al. (2001) provide data taken by the Gemini North telescope at 10 microns in May 2001. The observations by the *HST* in the optical and UV bands in 1991 are reported in Sparks et al. (1996). The observations of the core of M87 by the VLA in the radio band and by the Palomar observatory in the optical band between 1979 and 1985 were found in Biretta et al. (1991).

We also took upper limits in γ -ray by EGRET between 1991 and 1993 into account (Sreekumar et al. 1994), and in UV by *EUVE* (Berghöfer et al. 2000). All the other data were taken from the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED).

Although we do not have simultaneous data, the *Chandra* data of 2000 and the HESS γ -ray data of 2004 both correspond to low states of activity in their own spectral range. We therefore associate them, assuming that they are representative of a typically low state. Indeed, regarding the X-ray data, the *Chandra* observations of 2000 also correspond to the lower state of activity recently published (Perlman et al. 2003). For the models, we choose to take the mean spectral slope of the *Chandra* data into account. The radio to optical/UV data are also not simultaneous with the γ -ray data, but this is not problematic since the radio contribution is thought to come from the extended jet, with different characteristics from the VHE emitting zone.

4.2. The SSC models

In the case of M87, the observation angle θ between the jet axis and the line of sight is at most 19° (Biretta et al. 1999). The

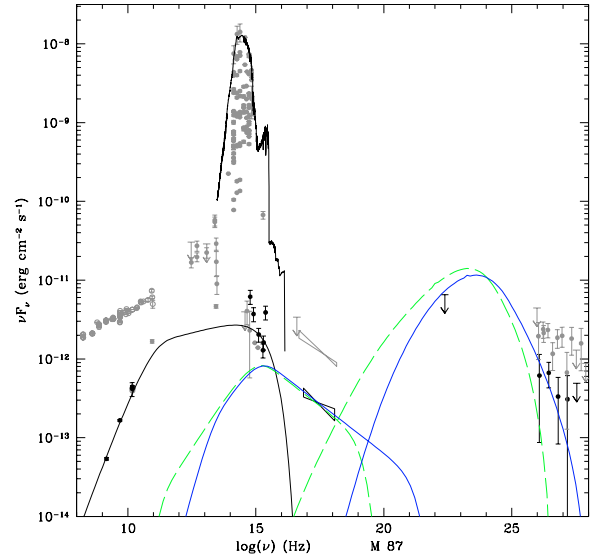


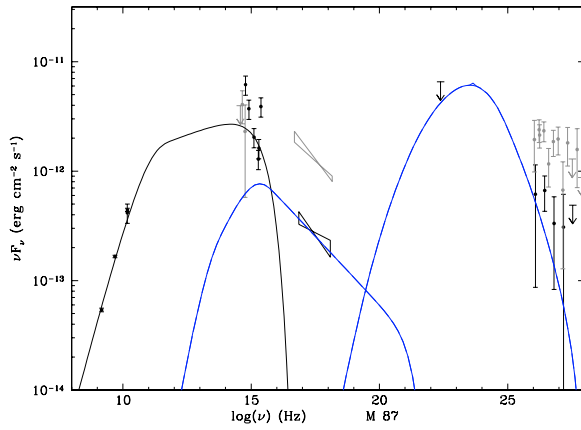
Fig. 3. Tentative modeling of the SED of M87 within a standard blob-in-jet scenario, with $\delta_b = 3.07$ presented by the dashed green line. The solid blue line shows the SED of M87 emitted by a single blob moving along the line of sight in the jet formation region, with $\delta_b = 8$, which can describe the data. The data points that bring direct constraints to our model are shown in black, the other less constraining points are represented in gray. The black line in the optical band shows the host galaxy, assumed to be elliptic. This contribution was computed using results from the code PEGASE (Fioc & Rocca-Volmerange 1997). The radio data shown by gray empty circles, obtained from the NED and with fluxes $\sim 10^{-12}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$, come from the extended kiloparsec-scale jet and radio lobes. The black line from radio to UV/X represents a model of the extended inner jet (see Katarzyński et al. 2001, 2003), with the corresponding radio data with fluxes $\sim 10^{-13}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ reported in black. The bump peaking at $\sim 10^{15}$ Hz is due to synchrotron emission and the bump peaking at $\sim 10^{23}$ Hz is due to inverse Compton, both from the VHE zone (see Cols. 1 and 2 of Table 1 for the corresponding parameters). (See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure).

blob-in-jet model cannot describe the VHE emission of the source correctly, as it would require very high Doppler factor, which is not sustainable. This is illustrated in Fig. 3. We can obviously see that this model, for which we present the best solution for the SED of M87 within the blob-in-jet scenario described in Sect. 2 with $\delta_b = 3.07$ assuming $\theta = 19^\circ$ (see Col. 1 in Table 1 for the corresponding parameters), cannot account for the VHE emission. Higher values of δ_b are not allowed here because of the high value of θ . The well-defined X-ray slope deduced from the observations strongly constrains the second index n_2 in the electron energy distribution (see Eq. (1)) and significantly reduces the parameter space.

Figure 3 presents the resulting SED emitted when one considers a single blob moving along the line of sight in the jet formation zone with $\delta_b = 8$. The corresponding parameters can be found in Col. 2 of Table 1, where θ is defined as the angle between the line of sight and the velocity vector of the single blob. Obviously this model describes the observations much better. However, as pointed out in Sect. 2, it is based on an ad hoc assumption. Moreover, it is difficult to “keep” the generated IC bump below the EGRET upper limit, although we assumed a low state for the activity of the AGN.

Table 1. Parameters used in the different generated SEDs.

Model	Blob-in-jet	Single blob in broadened zone	Multi-blob					
Object figure	M 87 3 (green)	M 87 3 (blue)	M 87 4	M 87 5	3C 273 6	Cen A 7 (blue)	Cen A 7 (green)	PKS 0521–36 8
δ_b	3.07	8	—	—	—	—	—	—
Γ_b	—	—	4.1	10.0	7.4	8.14	20.0	1.5
θ	19°	1°	15°	15°	15°	25°	25°	25°
$R_{\text{cap}} [r_g]$	—	—	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0
B [G]	1.0	0.5	0.5	0.01	3.0	2.0	10.0	1.0
r_b [cm]	1.2×10^{14}	4.0×10^{13}	1.5×10^{13}	2.8×10^{14}	2.0×10^{15}	1.0×10^{14}	8.0×10^{13}	9.0×10^{14}
K_1 [cm ⁻³]	1.5×10^7	3.5×10^7	7.7×10^7	1.8×10^4	1.8×10^6	9.0×10^7	4.0×10^4	3.0×10^6
n_1	2.0	2.0	2.0	1.5	2.0	2.0	2.0	2.0
n_2	3.5	3.5	3.5	3.5	4.1	3.0	3.5	2.5
γ_{min}	10 ²	10 ³	10 ³	10 ³	1	3.0×10^2	10 ³	10 ³
γ_{br}	10 ⁴	10 ⁴	10 ⁴	10 ⁴	1.6×10^3	5.0×10^2	3.5×10^5	5.0×10^4
γ_c	10 ⁶	10 ⁷	10 ⁷	10 ⁷	10 ⁶	4.0×10^3	6.0×10^6	10 ⁶

**Fig. 4.** SED of M 87 within the multi-blob scenario for small blob radius ($r_b = 1.5 \times 10^{13}$ cm, see Col. 3 in Table 1). The two extreme “on-blob” and “inter-blob” cases are identical here because of the low value of r_b . (See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure).

Throughout this paper, our results are not fits to the data, but rather solutions of models that are meant to describe the data best. Our purpose is to figure out whether our model can correctly describe the current available data for different objects. We did not intend to fine-tune the parameters of our model but to sort orders of magnitude out for these parameters.

One SED of M 87 generated within the multi-blob model is presented in Fig. 4, with parameters very similar to the single blob model of Fig. 3 (see Col. 3 in Table 1). Since the former is a generalization of the latter, the resulting spectrum is rather similar, as one would expect. In this case, the value of the individual blob radius r_b is so low that all the blobs are moving close to the line of sight. The “on-blob” and the “inter-blob” cases give the same contribution to the SED and are overlaid in Fig. 4.

The blob radius is rather small in this case, resulting in a VHE-emitting zone smaller than the Schwarzschild radius. It should be noted that small features compared to the Schwarzschild radius, possibly responsible for the VHE emission, can develop beyond the Alfvén surface due to turbulence or reconfined shocks, but this issue is beyond the scope of this work.

It is commonly believed, however, that the size of the VHE emitting zone cannot be much smaller than the Schwarzschild radius, which is a natural scale for the processes in the vicinity of the SMBH. Moreover, the emitting zone must be large enough to allow the acceleration of particles to develop. Very small blobs may disappear rapidly, in ~ 10 min due to adiabatic expansion, which is especially important in the broadened zone of the jet; however, a long, stable emission is possible, even from small blobs. The emitting zone can be located at a stable stationary shock front, above the Alfvén surface. It initiates the acceleration and thus the radiation of particles of a large number of small blobs continuously crossing the shock, thus providing a quiescent background of VHE emission. Density fluctuations in the injection of material could then generate flares as seen at VHE. In fact, the only problem with small blobs is that in this case the paving of the jet is not complete because of the discretization applied in our code.

In order to be more conservative and to fulfill the constraint $r_b \gtrsim r_g$, we analyzed another possibility with a low magnetic field. It is presented in Fig. 5 with associated parameters in Col. 4 of Table 1. In that case, the result predicted by MHD models with a strong magnetic field in the vicinity of the central engine is not strictly fulfilled; however, a local decrease in the magnetic field can be achieved by a simple expansion of the emitting zone. This solution may appear preferable for conservative reasons to the size of the emitting zone.

A satisfactory solution for the high state observed by HESS in 2005 is also possible in this case within the multi-blob scenario as shown in Fig. 5. Interestingly, we predict a radical change in the X-ray regime. Clearly the parameters are not well-constrained here due to the lack of any simultaneous data, especially in the X-rays; however, this does illustrate the capability of the multi-blob model to generate spectra that are sufficiently hard in the TeV range to reproduce the most recent HESS data. A slight modification of standard SSC models for TeV blazars therefore appears successful and can account for all VHE data on the radiogalaxy M 87 that are available up to now.

5. Predictions for other radiogalaxies with optical/X-ray extended jets

We now apply the SSC multi-blob model to different sources that have the peculiarity of showing an extended optical or X-ray jet, which suggests at least a moderate beaming towards the observer as in the case of M 87. This allows comparison of the

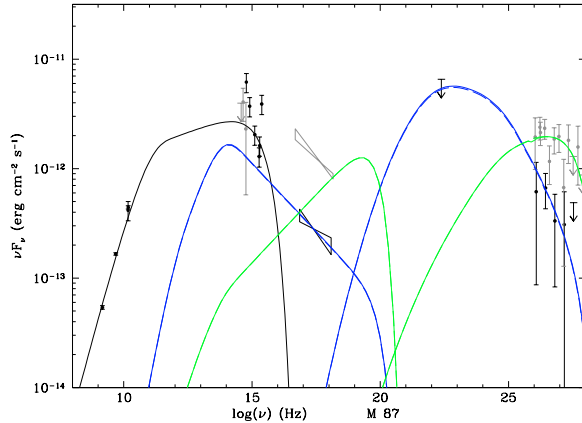


Fig. 5. SED of M87 within the multi-blob scenario, assuming a low magnetic field ($B = 10$ mG, see Col. 4 in Table 1) in blue lines. The solid lines show the “on-blob” case, while the dashed lines represent the “inter-blob” case. The green lines show a solution for the high state observed by HESS in 2005, with the same parameters as for the observations of 2004, except for $r_b = 8.0 \times 10^{13}$ cm, $K_1 = 2.2 \times 10^4$ cm $^{-3}$ and $n_2 = 2.5$. (See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure).

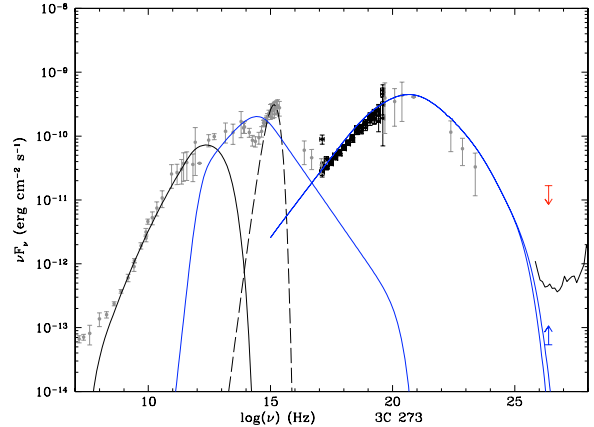


Fig. 6. SED of 3C 273 with anticipated VHE flux. The solid blue line shows the average of the “on-blob” and “inter-blob” cases (see Col. 5 in Table 1 for the corresponding parameters). The dashed line represents a simple blackbody model to illustrate the contribution of the big blue bump component. The upper limit obtained in 2005 with the HESS telescope array is shown in red. The blue lower limit shows the expected CTA sensitivity in 50 h of observation. (See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure).

multi-blob scenario to other types of AGNs and a prediction of whether these sources can be detectable at VHE or not by present Čerenkov arrays. We chose three AGNs not belonging to the genuine blazar class, presented here with increasing viewing angles, such that their fluxes are boosted by relativistic effects less and less. We stress that not all the data presented here are simultaneous and that the sources undergo strong variations.

5.1. 3C 273

3C 273 ($z = 0.158$, Strauss et al. 1992) is the first quasar that was identified as a high-redshift object (Schmidt 1963) and the best-studied one. It hosts an SMBH whose mass is at least $\sim 2.0 \times 10^9 M_\odot$ as inferred from studies of Balmer lines (Paltani & Türlér 2005) and its maximum acceptable viewing angle is about 15° (Unwin et al. 1985).

Blazars display featureless X-ray contribution, but radiogalaxies can have a much more complex environment at low energies (e.g. Grandi et al. 2006). However, since the purpose here is to model the non-thermal contributions of these objects, we decided to consider the X-ray contribution as dominated by the jet emission, keeping only a feature in soft X-ray as a signature of the accretion disk (Grandi & Palumbo 2007).

Since this source is highly variable, one needs to be careful to select simultaneous data. The X-ray data presented here are *BeppoSAX* observations³ taken from Giommi et al. (2002). We report in Fig. 6 the upper limit at 3σ obtained by HESS in 2005 (Aharonian et al. 2005). All the other data points were taken from Türlér et al. (1999) who report an average spectrum compiled from 30 years of observations. Observations by *BeppoSAX* on January 13, 15, 17, and 22, 1997 lie within the observation period of *CGRO* taken by COMPTEL and EGRET between December 10, 1996 and January 28, 1997 (Collmar et al. 2000), which are also reported in Türlér et al. (1999). We thus have simultaneous data for the X/ γ -ray bump in one of the highest states, which puts an important constraint on the models.

The nature of the X-ray emission of 3C 273 is still an unresolved issue. The high-frequency bump, thought to be probably due to IC emission, would present a peak at a rather low frequency compared to other AGNs. This implies that either 3C 273 does not emit at detectable VHE levels or that the nature of this bump is synchrotron, implying then the presence of a hypothetical IC bump at ultra high energies.

Assuming that the hard X-ray emission is indeed due to inverse Compton emission, Fig. 6 shows the SED of 3C 273 with the predicted VHE flux (see Col. 5 of Table 1 for the corresponding parameters). Modeling the SED of 3C 273, we note that changing the value of γ_{\min} dramatically affects the X-ray flux by increasing it with decreasing γ_{\min} , and hence could explain some X-ray flares, as also suggested by Georganopoulos et al. (2006) in the case of external inverse Compton emission on the cosmic microwave background. The value of γ_{\min} is strongly constrained here by the precise shape of the X-ray spectrum. In the following figures, the V-shaped curve at VHE ($\sim 10^{26}$ Hz) shows the HESS sensitivity limit for a detection of 5σ in 50 h of observing a source at a mean zenith angle of 30° . The expected sensitivity of the next generation CTA project of $\sim 0.1\%$ Crab flux at 1 TeV for 50 h of observation is shown as a blue lower limit.

Since the results for the “on-blob” and “inter-blob” scenarios are not very different in this case, we show the average of the two. We should stress that low-frequency data are not simultaneous with the X/ γ -ray data that we selected. The modeled synchrotron bump has a higher flux density than the optical data because we are dealing with a high state of activity in γ -rays as reported by Collmar et al. (2000). We only predict a very marginal detection of 3C 273 by HESS in its low-energy range, depending on the energy threshold (but see also Georganopoulos et al. 2006). Furthermore it should be recalled that Collmar et al. (2000) report an active state in γ -rays and Türlér et al. (2006) a high level of the non-thermal emission at the epoch of the data we are considering. Even in a high state, we do not expect a strong level of VHE γ -ray within our scenario.

³ See <http://www.asdc.asi.it/blazars/>

A strong detection of 3C 273 at VHE with the current generation of Čerenkov arrays would be difficult to explain within our SSC nuclear scenario. A possibility would be to invoke disparity among the various emitting plasma blobs. Our model shows the presence of a well-defined inverse Compton bump; different magnetic fields or electron energy distributions among the blobs could result in a tail of the IC bump at VHE that could account for a VHE detection. An alternative would be an extended emission due to external inverse Compton radiation, which is then expected to be not very variable. In all cases, further observations with *GLAST* (10 keV–300 GeV) and *HESS II*, which will extend the spectral domain of *HESSI* down to ~ 20 GeV with better sensitivity, are required to disentangle the different plausible scenari.

5.2. Cen A

Cen A is the nearest radiogalaxy ($z = 0.0018$, Graham 1978) and one of the best-studied. The presence of an AGN in Cen A is evident from the radio band to the γ -rays. Observations from *CGRO* (Kinzer et al. 1995) show a bump that seems to peak at ~ 200 keV, as pointed out by Steinle et al. (1998). We thus have a definite constraint for the parameters of our model, particularly with regard to describing the population of electrons. As in the case of 3C 273, the IC bump peaks at rather low energy, leading Chiaberge et al. (2001) to note that Cen A could be a misaligned low-energy peaked BL Lac (LBL) object. The value of the viewing angle of the jet is still a controversial issue. For instance, Tingay et al. (1998) claim $\theta \sim 50^\circ$ – 80° for the parsec-scale jet, whereas Hardcastle et al. (2003) find $\theta \sim 15^\circ$ for the 100 pc scale jet. We choose here to take an intermediate value of $\theta \sim 25^\circ$ (See Horiuchi et al. 2006, for a discussion about the different values for the viewing angle of Cen A found in the literature). The SMBH mass inferred from gas kinematical analysis using a [S III] line is $\sim 1.1 \times 10^8 M_\odot$ (Marconi et al. 2006), but see also Häring-Neumayer et al. (2006), who give $M_{\text{BH}} \sim 6 \times 10^7 M_\odot$ using an [Fe II] line.

The data sample chosen here is almost the same as in Chiaberge et al. (2001). The data were retrieved carefully to only take the nucleus into account. The strongly constraining *CGRO*/COMPTEL γ -ray data were taken from Steinle et al. (1998); Rothschild et al. (2006) provided *RXTE* and *INTEGRAL* data; *HST*/NICMOS and WFPC2 data, which we carefully dereddened, are from Marconi et al. (2000)⁴; SCUBA data at 800 μm were taken from Hawarden et al. (1993); *ISO* and SCUBA (450 μm and 850 μm) data are from Mirabel et al. (1999); VLA data are from Burns et al. (1983). Evans et al. (2004) report X-ray observations by *XMM-Newton* on February 2 and 6, 2001 and by *Chandra* on May 9 and 21, 2001 with a photon index $\Gamma = 2$ for the parsec-scale jet component. Data from the NED are shown as non-constraining points for comparison. The HESS upper limit based on observations in 2004 with a live-time exposure of 4.2 h is reported (Aharonian et al. 2005).

We should also point out that, as Cen A harbors a strongly absorbing dust lane and because this source is extremely close and well-resolved, the X-ray data should then be taken only as upper limits. The contribution of the nuclear jet might be contaminated by the accretion disk of the AGN and by the X-ray binaries that are resolved in this object. In this case we would only

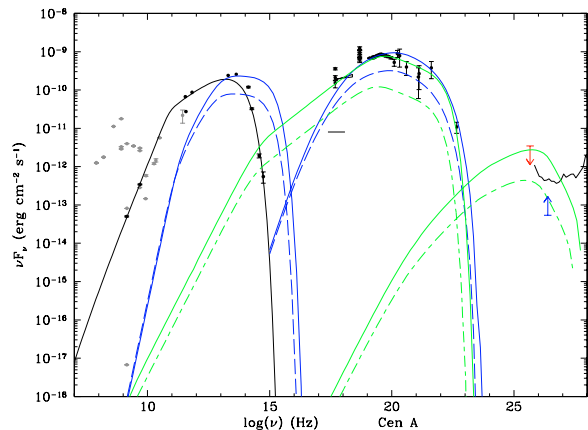


Fig. 7. SED of Cen A within the multi-blob scenario. Solid lines show the “on-blob” emission; the “inter-blob” cases are represented by dashed lines. In blue we show a model assuming that the soft γ -ray data are inverse Compton emission, while in green we assume a synchrotron emission to describe them (see Cols. 6 and 7 respectively in Table 1 for the corresponding parameters). (See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure).

have poor constraints on the emission process. We assume here that all our selected high-energy data come from SSC processes.

Figure 7 shows the SED of Cen A applying the multi-blob model in two cases, (i) assuming that the γ -ray peak observed by *CGRO* is inverse Compton radiation (solid and dashed blue lines) or (ii) assuming it to be synchrotron (solid and short dashed-long dashed green lines).

We should also point out that the previous study by Steinle et al. (1998) reports a variability in soft γ -ray of about 10 days, implying $r_b < 2 \times 10^{17}$ cm (see Eq. (2)), which is satisfied by our parameters.

Given the results of our model in the first scenario with an IC bump in soft γ -rays (blue lines), the SSC emission of the central region would definitely not provide a flux high enough to be detectable at VHE (see Col. 6 in Table 1), at least for an SSC emission dominated by the nucleus. This holds even in the case of huge variations in the nuclear emission. This conclusion concurs with Stawarz et al. (2003), who do not expect SSC emission by the nucleus or by the base of the jet of Cen A, but do expect VHE emission that could be detectable by current imaging atmospheric Čerenkov telescopes facilities in the case of an external inverse Compton-emission process on the host-galaxy photon field. For Stawarz et al. (2006), many Fanaroff-Riley type I (FR I) radiogalaxies like Cen A could be TeV sources for which the weak nuclear γ -ray emission would be absorbed and re-processed by inverse Compton on the starlight photon field, thus generating an isotropic γ -ray halo. In our model, the lack of simultaneous data prevents us from further constraining the synchrotron bump, which here has a higher flux density than the selected data since we are considering a state of high γ -ray activity.

In the solid (“on-blob” case) and short dashed-long dashed (“inter-blob” case) green lines in Fig. 7, we present an SED of Cen A assuming now that the soft γ -ray peak is of synchrotron origin. In this case (see Col. 7 in Table 1), we expect detection of the core of Cen A at VHE by the HESS telescope array within 50 h of observation. It should be noted that Bai & Lee (2001) also predict the synchrotron bump to be in the soft γ -ray range

⁴ The reddening correction was applied using the factors carried out by Marconi et al. (2000) themselves.

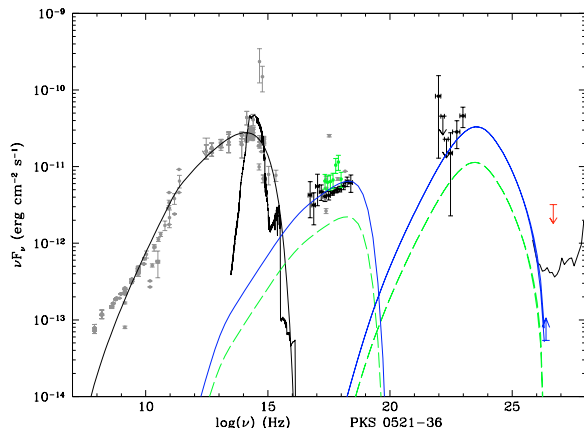


Fig. 8. SED of PKS 0521–36 with anticipated VHE flux modeled in the multi-blob framework. The solid blue line is the “on-blob” case, while the dashed green line shows the “inter-blob” emission (see Col. 8 in Table 1 for the corresponding parameters). The CANGAROO upper limit is reported in red. (See the electronic edition of the *Journal* for a color version of this figure).

and the inverse Compton bump to peak around 1 TeV in the context of SSC models, which supports our latter model.

5.3. PKS 0521–36

PKS 0521–36 is an FSRQ object with an optical jet located at $z = 0.055$ (Keel 1985). The central SMBH has a mass of $\sim 3.3 \times 10^8 M_\odot$ (Woo et al. 2005). Pian et al. (1996), and more recently Tingay & Edwards (2002) mention the absence of superluminal motions in its jet, in contrast to the case of 3C 273, implying that the beaming effect is much weaker, thus strengthening their result for the viewing angle. Indeed the only constraint on the jet orientation comes from Pian et al. (1996), who deduce $\theta \approx 30^\circ \pm 6^\circ$ from SSC models. We should also note that PKS 0521–36 seems to oscillate between a Seyfert-like and a BL Lac state (e.g. Ulrich 1981), making this source difficult to interpret within a purely non-thermal scenario, especially since we are confronted with non-simultaneous data.

BeppoSAX observed PKS 0521–36 on October 10, 1998 (Giommi et al. 2002) (black points in Fig. 8), and the Swift/XRT measurements (green points) taken on May 26, 2005 were obtained through the Online Analysis Tool⁵. The data points in gray are from the NED. We report in red the upper limit at 2σ obtained in 89 h from observations by CANGAROO between 1993 and 1996 (Roberts et al. 1998). We used the EGRET data between 30 MeV and 500 MeV from Hartman et al. (1999) and taken between July 12, 1994 and August 01, 1994. The blazar PKS 0521–36 is associated with the source 2EG J0524–3630 in the Second EGRET Catalog (Thompson et al. 1995), but during cycle 4 this source was found to lie outside the 99% confidence contour of EGRET. However, like Foschini et al. (2006), we assume in this work the identification with PKS 0521–36 to be valid, which is also pointed out by Tornikoski et al. (2002).

Figure 8 presents the SED of PKS 0521–36 with the anticipated VHE emission (see Col. 8 in Table 1 for the corresponding parameters). It seems unlikely that the X-rays are due to inverse Compton radiation since the inverse Compton scattering would

be with photons from the radio/optical contribution, which is not very variable, coming from an extended part of the jet. Since the X-rays show a high degree of variability, they most certainly come from a compact region and have a synchrotron origin. If the X-ray emission is truly due to the synchrotron process, we predict that this BL Lac object should be marginally detectable by the present HESS telescope array, and easily detectable by HESS II and by the next generation of Čerenkov arrays, such as the CTA project, which will detect sources down to $\sim 0.1\%$ of the Crab flux. Furthermore, if PKS 0521–36 remains undetected at VHE, a misidentification with the EGRET source should be considered.

6. Discussion and implications on the AGN unification scheme

When applied to AGNs belonging to very different classes, the multi-blob model deduces very similar properties for the size of the TeV emitting zones and the values of the magnetic field. Furthermore, the inferred bulk Lorentz factors Γ_b can usually remain below a value of 10, thus reconciling SSC models with (GR)MHD models, except for the interpretation of the γ -ray bump of Cen A in terms of synchrotron emission (see the green lines in Fig. 7). A rather unified picture therefore seems to come out from the analysis.

In our scenario, we locate the X- and γ -ray emitting region in the jet-formation zone, with a larger opening angle than in the global VLBI radio zone, which is more distant from the core and mainly located in a region where the jet is more collimated. This is somewhat reminiscent of a proposal made several years ago by Celotti et al. (1993) for unifying X-ray and radio-selected BL Lac objects. Celotti et al. (1993) showed that such a picture can be coherent with statistics of the BL Lac population.

Since our model accounts for the observation with rather low bulk Lorentz factors and with large effective opening angles, we have found a way out of the problem of statistics for the number of detected TeV sources invoked by Henri & Saugé (2006), and we can reconcile beamed and unbeamed sources. One important consequence of our proposal is that bright radio BL Lacs should be TeV emitters. This can be tested by further observations.

Indeed, Padovani (2007) shows that the common historical unified LBL/HBL scheme (the so-called “blazar sequence”) seems to be ruled out by the discovery of “outlier” low-power LBL and high-power HBL sources. Hence it does not seem impossible that objects that are very different at first sight, like radiogalaxies such as Cen A, could be (faint) VHE emitters. Furthermore, that M87 has already been detected in the TeV range is encouraging for future detection of such radiogalaxies. In the case of 3C 273, this object would more likely be a misaligned LBL-like object. However, one should stress that the fact that mainly HBL have been detected up to now at VHE is certainly only a selection effect. Thus a TeV detection of 3C 273 would not be very surprising.

The scenario we propose here has an additional interest in that it allows solution of the long-standing paradox of the apparent absence of high superluminal motion at the base of radio jets of TeV BL Lacs. In our model, some X- and γ -ray emitting plasma blobs are moving close to the line of sight, thus allowing Cen A and PKS 0521–36, for instance, to be potentially seen at VHE, while standing in misaligned extended jets.

This statement agrees well with the most recent studies by Gopal-Krishna et al. (2006, 2007), who show that viewing angles, opening angles, and Lorentz factors of (sub-)parsec scale

⁵ See <http://www.asdc.asi.it>

jets evaluated by radio observations are usually underestimated, thus reconciling absent superluminal motions inferred from radio observations with high Lorentz factors required by different families of TeV emission models. Wiita (2006) also underlines the possibility of reconciling various contradictory observations by considering jets with opening angles of a few degrees. Early studies by Dermer & Gehrels (1995) of γ -ray observations of AGNs with EGRET also indicate that strong beaming is not required to account for TeV blazar observations.

Two different variability time scales appear within our multi-blob scenario. The short time scale is related to the characteristic size of individual blobs, as already discussed. A longer time scale occurs in the case of rotating jets with a helicoidal magnetic field. This induces a rotation of the cap, and the lag between “on-blob” and “inter-blob” emission corresponds to a long-term γ -ray variability. From MHD models, we infer a characteristic rotation time of the magnetic field on the order of one year in the observer frame for M 87. This modulation could explain the variation on the VHE emission observed between low and high states in 2004 and 2005. This would imply some periodicity in the TeV emission of AGNs, but on timescales hitherto not explored.

7. Conclusion

We have presented an SSC model to interpret VHE emission of M 87, as well as other misaligned sources with an extended optical/X-ray jet. This model accounts in a simple way for a differential Doppler-boosting effect by modeling the emission of several blobs of plasma located in the broadened formation zone of the jet close to the SMBH, just beyond the Alfvén surface predicted by MHD models.

Our scenario provides a reasonable interpretation of the HESS VHE observations of M 87 and provides the possibility of extending standard leptonic models of TeV blazars to other types of AGNs. However, we do not exclude other leptonic or hadronic models. For instance, Neronov & Aharonian (2007) have recently interpreted the HESS observations from 2005 of M 87 by invoking acceleration and radiation of electrons in the black hole magnetosphere, which is another kind of leptonic model. Hadronic models also cannot be excluded, since efficient particle acceleration processes can occur in the close surroundings of the black hole.

More observations are needed to constrain the emission models and especially to distinguish between hadronic and leptonic scenarios. The upcoming *GLAST* mission and the HESS II project will certainly help in understanding the mechanisms at work in the AGNs by exploring spectral ranges below TeV, which is decisive for constraining the shape of the inverse Compton bump. Moreover, the gap in genuine simultaneous multiwavelength campaigns on M 87 needs to be filled, especially since this source is known to be variable on small timescales in VHE.

Several types of active nuclei are potential emitters of VHE photons with predicted TeV fluxes detectable by present Čerenkov arrays like HESS and MAGIC, or by the next generation of instruments such as the CTA project. Such data will be crucial for testing AGN unifying schemes.

Acknowledgements. We are grateful to the anonymous referee for useful comments. J.-P. L. would like to thank Dr. A. Djannati-Ataï, Dr. S. Pita, and Dr. A. Zech for useful discussions.

This research made use of the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED), which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration.

References

- Aharonian, F., Akhperjanian, A., Beilicke, M., et al. (HEGRA Collab.) 2003, *A&A*, 403, L1
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. (HESS Collab.) 2005, *A&A*, 441, 465
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. (HESS Collab.) 2006, *Science*, 314, 1424
- Antonucci, R. 1993, *ARA&A*, 31, 473
- Bai, J. M., & Lee, M. G. 2001, *ApJ*, 549, L173
- Beilicke, M., Benbow, W., Cornils, R., et al. 2005, [arXiv:astro-ph/0504395]
- Beilicke, M., Götting, N., & Tluczykont, M. 2004, *New Astron. Rev.*, 48, 407
- Berghöfer, T. W., Bowyer, S., & Korpela, E. 2000, *ApJ*, 535, 615
- Biretta, J. A., Stern, C. P., & Harris, D. E. 1991, *AJ*, 101, 1632
- Biretta, J. A., Sparks, W. B., & Macchetto, F. 1999, *ApJ*, 520, 621
- Biretta, J. A., Junor, W., & Livio, M. 2002, *New Astron. Rev.*, 46, 239
- Bloom, S. D., & Marscher, A. P. 1996, *ApJ*, 461, 657
- Böhringer, H., Belsole, E., Kennea, J., et al. 2001, *A&A*, 365, L181
- Burns, J. O., Feigelson, E. D., & Schreier, E. J. 1983, *ApJ*, 273, 128
- Capetti, A., Trussoni, E., Celotti, A., Feretti, L., & Chiaberge, M. 2000, *MNRAS*, 318, 493
- Celotti, A., Maraschi, L., Ghisellini, G., Caccianiga, A., & Maccacaro, T. 1993, *ApJ*, 416, 118
- Chiaberge, M., & Ghisellini, G. 1999, *MNRAS*, 306, 551
- Chiaberge, M., Capetti, A., & Celotti, A. 2001, *MNRAS*, 324, L33
- Collmar, W., Reimer, O., Bennett, K., et al. 2000, *A&A*, 354, 513
- Dermer, C. D., & Gehrels, N. 1995, *ApJ*, 447, 103
- Evans, D. A., Kraft, R. P., Worrall, D. M., et al. 2004, *ApJ*, 612, 786
- Fioc, M., & Rocca-Volmerange, B. 1997, *A&A*, 326, 950
- Foschini, L., Ghisellini, G., Raiteri, C. M., et al. 2006, *A&A*, 453, 829
- Fossati, G., Maraschi, L., Celotti, A., Comastri, A., & Ghisellini, G. 1998, *MNRAS*, 299, 433
- Georganopoulos, M., Perlman, E. S., & Kazanas, D. 2005, *ApJ*, 634, L33
- Georganopoulos, M., Perlman, E. S., Kazanas, D., & McEnery, J. 2006, *ApJ*, 653, L5
- Ghisellini, G., Celotti, A., Fossati, G., Maraschi, L., & Comastri, A. 1998, *MNRAS*, 301, 451
- Giommi, P., Capalbi, M., Fiocchi, M., et al. 2002, in *Blazar Astrophysics with BeppoSAX and Other Observatories*, ed. P. Giommi, E. Massaro, & G. Palumbo, 63
- Gopal-Krishna, Dhurde, S., Sircar, P., & Wiita, P. J. 2007, *MNRAS*, 377, 446
- Gopal-Krishna, Wiita, P. J., & Dhurde, S. 2006, *MNRAS*, 369, 1287
- Gould, R. J. 1979, *A&A*, 76, 306
- Graham, J. A. 1978, *PASP*, 90, 237
- Grandi, P., & Palumbo, G. G. C. 2007, *ApJ*, 659, 235
- Grandi, P., Malaguti, G., & Fiocchi, M. 2006, *ApJ*, 642, 113
- Hardcastle, M. J., Worrall, D. M., Kraft, R. P., et al. 2003, *ApJ*, 593, 169
- Häring-Neumayer, N., Cappellari, M., Rix, H.-W., et al. 2006, *ApJ*, 643, 226
- Hartman, R. C., Bertsch, D. L., Bloom, S. D., et al. 1999, *ApJS*, 123, 79
- Hawarden, T. G., Sandell, G., Matthews, H. E., et al. 1993, *MNRAS*, 260, 844
- Henri, G., & Saugé, L. 2006, *ApJ*, 640, 185
- Horiuchi, S., Meier, D. L., Preston, R. A., & Tingay, S. J. 2006, *PASJ*, 58, 211
- Inoue, S., & Takahara, F. 1996, *ApJ*, 463, 555
- Katarzyński, K., Sol, H., & Kus, A. 2001, *A&A*, 367, 809
- Katarzyński, K., Sol, H., & Kus, A. 2003, *A&A*, 410, 101
- Keel, W. C. 1985, *AJ*, 90, 2207
- Kinzer, R. L., Johnson, W. N., Dermer, C. D., et al. 1995, *ApJ*, 449, 105
- Le Bohec, S., Badran, H. M., Bond, I. H., et al. 2004, *ApJ*, 610, 156
- Macchetto, F., Marconi, A., Axon, D. J., et al. 1997, *ApJ*, 489, 579
- Marconi, A., Schreier, E. J., Koekemoer, A., et al. 2000, *ApJ*, 528, 276
- Marconi, A., Pastorini, G., Pacini, F., et al. 2006, *A&A*, 448, 921
- McKinney, J. C. 2006, *MNRAS*, 368, 1561
- Melia, F., Liu, S., & Fatuzzo, M. 2002, *ApJ*, 567, 811
- Mirabel, I. F., Laurent, O., Sanders, D. B., et al. 1999, *A&A*, 341, 667
- Neronov, A., & Aharonian, F. 2007, [arXiv:0704.3282]
- Padovani, P. 2007, *Ap&SS*, 309, 63
- Paltani, S., & Türler, M. 2005, *A&A*, 435, 811
- Perlman, E. S., & Wilson, A. S. 2005, *ApJ*, 627, 140

- Perlman, E. S., Sparks, W. B., Radomski, J., et al. 2001, *ApJ*, 561, L51
- Perlman, E. S., Harris, D. E., Biretta, J. A., Sparks, W. B., & Macchetto, F. D. 2003, *ApJ*, 599, L65
- Pian, E., Falomo, R., Ghisellini, G., et al. 1996, *ApJ*, 459, 169
- Reynolds, C. S., Fabian, A. C., Celotti, A., & Rees, M. J. 1996, *MNRAS*, 283, 873
- Roberts, M. D., Dazeley, S. A., Edwards, P. G., et al. (CANGAROO Collab.) 1998, *A&A*, 337, 25
- Rothschild, R. E., Wilms, J., Tomsick, J., et al. 2006, *ApJ*, 641, 801
- Schmidt, M. 1963, *Nature*, 197, 1040
- Smith, R. J., Lucey, J. R., Hudson, M. J., Schlegel, D. J., & Davies, R. L. 2000, *MNRAS*, 313, 469
- Sparks, W. B., Biretta, J. A., & Macchetto, F. 1996, *ApJ*, 473, 254
- Sreekumar, P., Bertsch, D. L., Dingus, B. L., et al. 1994, *ApJ*, 426, 105
- Stawarz, Ł., Sikora, M., & Ostrowski, M. 2003, *ApJ*, 597, 186
- Stawarz, Ł., Aharonian, F., Wagner, S., & Ostrowski, M. 2006, *MNRAS*, 371, 1705
- Stecker, F. W., Malkan, M. A., & Scully, S. T. 2006, *ApJ*, 648, 774
- Steinle, H., Bennett, K., Bloemen, H., et al. 1998, *A&A*, 330, 97
- Strauss, M. A., Huchra, J. P., Davis, M., et al. 1992, *ApJS*, 83, 29
- Thompson, D. J., Bertsch, D. L., Dingus, B. L., et al. 1995, *ApJS*, 101, 259
- Tingay, S. J., & Edwards, P. G. 2002, *AJ*, 124, 652
- Tingay, S. J., Jauncey, D. L., Reynolds, J. E., et al. 1998, *AJ*, 115, 960
- Tornikoski, M., Lähteenmäki, A., Lainela, M., & Valtaoja, E. 2002, *ApJ*, 579, 136
- Türler, M., Paltani, S., Courvoisier, T. J.-L., et al. 1999, *A&AS*, 134, 89
- Türler, M., Chernyakova, M., Courvoisier, T. J.-L., et al. 2006, *A&A*, 451, L1
- Ulrich, M. H. 1981, *A&A*, 103, L1
- Unwin, S. C., Cohen, M. H., Biretta, J. A., et al. 1985, *ApJ*, 289, 109
- Urry, C. M., & Padovani, P. 1995, *PASP*, 107, 803
- Vlahakis, N., & Königl, A. 2004, *ApJ*, 605, 656
- Wiita, P. J. 2006, [[arXiv:astro-ph/0603728](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0603728)]
- Wilson, A. S., & Yang, Y. 2002, *ApJ*, 568, 133
- Woo, J.-H., Urry, C. M., van der Marel, R. P., Lira, P., & Maza, J. 2005, *ApJ*, 631, 762

E.3 Discovery of VHE γ -rays from the high-frequency-peaked BL Lacertæ object RGB J0152+017

Nous reproduisons dans les pages suivantes l'article de la collaboration [H.E.S.S.](#) publié concernant la découverte de rayons γ [THE](#) en provenance de la [HBL](#) RGB J0152+017, présentée à la section [4.1](#), page [102](#). J'ai été en charge, avec Dalibor NEDBAL, de la coordination de cet article¹ pour la collaboration [H.E.S.S.](#)

¹c'est-à-dire que, bien que n'étant pas les premiers auteurs, nous l'avons rédigé intégralement.

A&A 481, L103–L107 (2008)
 DOI: [10.1051/0004-6361:200809603](https://doi.org/10.1051/0004-6361:200809603)
 © ESO 2008

**Astronomy
&
Astrophysics**

LETTER TO THE EDITOR

Discovery of VHE γ -rays from the high-frequency-peaked BL Lacertae object RGB J0152+017

F. Aharonian^{1,13}, A. G. Akhperjanian², U. Barres de Almeida^{8,*}, A. R. Bazer-Bachi³, B. Behera¹⁴, M. Beilicke⁴, W. Benbow¹, K. Bernlöhr^{1,5}, C. Boisson⁶, V. Borrel³, I. Braun¹, E. Brion⁷, J. Brucker¹⁶, R. Bühler¹, T. Bulik²⁴, I. Büsching⁹, T. Boutelier¹⁷, S. Carrigan¹, P. M. Chadwick⁸, R. C. G. Chaves¹, L.-M. Chounet¹⁰, A. C. Clapson¹, G. Coignet¹¹, R. Cornils⁴, L. Costamante^{1,28}, M. Dalton⁵, B. Degrange¹⁰, H. J. Dickinson⁸, A. Djannati-Atai¹², W. Domainko¹, L. O. C. Drury¹³, F. Dubois¹¹, G. Dubus¹⁷, J. Dyks²⁴, K. Egberts¹, D. Emmanoulopoulos¹⁴, P. Espigat¹², C. Farnier¹⁵, F. Feinstein¹⁵, A. Fiasson¹⁵, A. Förster¹, G. Fontaine¹⁰, M. Füßling⁵, S. Gabici¹³, Y. A. Gallant¹⁵, B. Giebels¹⁰, J.-F. Glicenstein⁷, B. Glück¹⁶, P. Goret⁷, C. Hadjichristidis⁸, D. Hauser¹⁴, M. Hauser¹⁴, G. Heinzlmann⁴, G. Henri¹⁷, G. Hermann¹, J. A. Hinton²⁵, A. Hoffmann¹⁸, W. Hofmann¹, M. Holleran⁹, S. Hoppe¹, D. Horns⁴, A. Jacholkowska¹⁵, O. C. de Jager⁹, I. Jung¹⁶, K. Katarzyński²⁷, S. Kaufmann¹⁴, E. Kendziorra¹⁸, M. Kerschhaggl⁵, D. Khangulyan¹, B. Khélifi¹⁰, D. Keogh⁸, Nu. Komin¹⁵, K. Kosack¹, G. Lamanna¹¹, I. J. Latham⁸, J.-P. Lenain⁶, T. Lohse⁵, J.-M. Martin⁶, O. Martineau-Huynh¹⁹, A. Marcowith¹⁵, C. Masterson¹³, D. Maurin¹⁹, T. J. L. McComb⁸, R. Moderski²⁴, E. Moulin⁷, M. Naumann-Godo¹⁰, M. de Naurois¹⁹, D. Nedbal²⁰, D. Nekrasov¹, S. J. Nolan⁸, S. Ohm¹, J.-P. Olive³, E. de Oña Wilhelmi¹², K. J. Orford⁸, J. L. Osborne⁸, M. Ostrowski²³, M. Panter¹, G. Pedalletti¹⁴, G. Pelletier¹⁷, P.-O. Petrucci¹⁷, S. Pita¹², G. Pühlhofer¹⁴, M. Punch¹², A. Quirrenbach¹⁴, B. C. Raubenheimer⁹, M. Raue¹, S. M. Rayner⁸, M. Renaud¹, F. Rieger¹, J. Ripken⁴, L. Rob²⁰, S. Rosier-Lees¹¹, G. Rowell²⁶, B. Rudak²⁴, J. Ruppel²¹, V. Sahakian², A. Santangelo¹⁸, R. Schlickeiser²¹, F. M. Schöck¹⁶, R. Schröder²¹, U. Schwanke⁵, S. Schwarzburg¹⁸, S. Schwemmer¹⁴, A. Shalchi²¹, H. Sol⁶, D. Spangler⁸, Ł. Stawarz²³, R. Steenkamp²², C. Stegmann¹⁶, G. Superina¹⁰, P. H. Tam¹⁴, J.-P. Tavernet¹⁹, R. Terrier¹², C. van Eldik¹, G. Vasileiadis¹⁵, C. Venter⁹, J.-P. Vialle¹¹, P. Vincent¹⁹, M. Vivier⁷, H. J. Völk¹, F. Volpe^{10,28}, S. J. Wagner¹⁴, M. Ward⁸, A. A. Zdziarski²⁴, and A. Zech⁶

(Affiliations can be found after the references)

Received 18 February 2008 / Accepted 26 February 2008

ABSTRACT

Aims. The BL Lac object RGB J0152+017 ($z = 0.080$) was predicted to be a very high-energy (VHE; >100 GeV) γ -ray source, due to its high X-ray and radio fluxes. Our aim is to understand the radiative processes by investigating the observed emission and its production mechanism using the High Energy Stereoscopic System (HESS) experiment.

Methods. We report recent observations of the BL Lac source RGB J0152+017 made in late October and November 2007 with the HESS array consisting of four imaging atmospheric Cherenkov telescopes. Contemporaneous observations were made in X-rays by the *Swift* and *RXTE* satellites, in the optical band with the ATOM telescope, and in the radio band with the Nançay Radio Telescope.

Results. A signal of 173 γ -ray photons corresponding to a statistical significance of 6.6σ was found in the data. The energy spectrum of the source can be described by a powerlaw with a spectral index of $\Gamma = 2.95 \pm 0.36_{\text{stat}} \pm 0.20_{\text{sys}}$. The integral flux above 300 GeV corresponds to $\sim 2\%$ of the flux of the Crab nebula. The source spectral energy distribution (SED) can be described using a two-component non-thermal synchrotron self-Compton (SSC) leptonic model, except in the optical band, which is dominated by a thermal host galaxy component. The parameters that are found are very close to those found in similar SSC studies in TeV blazars.

Conclusions. RGB J0152+017 is discovered as a source of VHE γ -rays by HESS. The location of its synchrotron peak, as derived from the SED in *Swift* data, allows clear classification as a high-frequency-peaked BL Lac (HBL).

Key words. galaxies: BL Lacertae objects; individual: RGB J0152+017 – gamma rays: observations – galaxies: BL Lacertae objects; general – galaxies: active

1. Introduction

First detected as a radio source (Becker et al. 1991) by the NRAO Green Bank Telescope and in the Parkes-MIT-NRAO surveys (Griffith et al. 1995), RGB J0152+017 was later identified as a BL Lac object by Laurent-Muehleisen et al. (1998),

who located it at $z = 0.080$, and was claimed as an intermediate-frequency-peaked BL Lac object by Laurent-Muehleisen et al. (1999). Brinkmann et al. (1997) report the first detection of RGB J0152+017 in X-rays in the *ROSAT*-Green Bank (RGB) sample. The host is an elliptical galaxy with luminosity $M_R = -24.0$ (Nilsson et al. 2003). The source has high radio and X-ray fluxes, making it a good candidate for VHE emission

* Supported by CAPES Foundation, Ministry of Education of Brazil.

(Costamante & Ghisellini 2002), motivating its observation by the HESS experiment.

The broad-band SED of BL Lac objects is typically characterised by a double-peaked structure, usually attributed to synchrotron radiation in the radio-to-X-ray domain and inverse Compton scattering in the γ -ray domain, which is frequently explained by SSC models (see, e.g., Aharonian et al. 2005). However, since the flux of BL Lac objects can be highly variable (e.g. Krawczynski et al. 2000), stationary versions of these models are only relevant for contemporaneous multi-wavelength observations of a non-flaring state. The contemporaneous radio, optical, X-ray, and VHE observations presented here do not show any significant variability, and thus enable the first SSC modelling of the emission of RGB J0152+017.

2. HESS observations and results

RGB J0152+017 was observed by the HESS array consisting of four imaging atmospheric Cherenkov telescopes, located in the Khomas Highland, Namibia (Aharonian et al. 2006a). The observations were performed from October 30 to November 14, 2007. The data were taken in *wobble* mode, where the telescopes point in a direction typically at an offset of 0.5° from the nominal target position (Aharonian et al. 2006a). After applying selection cuts to the data to reject periods affected by poor weather conditions and hardware problems, the total live-time used for analysis amounts to 14.7 h. The mean zenith angle of the observations is 26.9° .

The data are calibrated according to Aharonian et al. (2004). Energies are reconstructed taking the effective optical efficiency evolution into account (Aharonian et al. 2006a). The separation of γ -ray-like events from cosmic-ray background events was made using the Hillas moment-analysis technique (Hillas 1985). Signal extraction was performed using *standard cuts* (Aharonian et al. 2006a). The on-source events were taken from a circular region around the target with a radius of $\theta = 0.11^\circ$. The background was estimated using *reflected regions* (Aharonian et al. 2006a) located at the same offset from the centre of the observed field as the on-source region.

A signal of 173 γ -ray events is found from the direction of RGB J0152+017. The statistical significance of the detection is 6.6σ according to Li & Ma (1983). The preliminary detection was reported by Nedbal et al. (2007). A two-dimensional Gaussian fit of the excess yields a position $\alpha_{J2000} = 1^{\text{h}}52^{\text{m}}33^{\text{s}}.5 \pm 5^{\text{s}}.3_{\text{stat}} \pm 1^{\text{s}}.3_{\text{syst}}$, $\delta_{J2000} = 1^\circ46'40''.3 \pm 107''_{\text{stat}} \pm 20''_{\text{syst}}$. The measured position is compatible with the nominal position of RGB J0152+017 ($\alpha_{J2000} = 1^{\text{h}}52^{\text{m}}39^{\text{s}}.78$, $\delta_{J2000} = 1^\circ47'18''.70$) at the 1σ level. Given this spatial coincidence, we identify the source of γ -rays with RGB J0152+017. The angular distribution of events coming from RGB J0152+017, shown in Fig. 1, is compatible with the expectation from the Monte Carlo simulations of a point source.

Figure 2 shows the time-averaged differential spectrum. The spectrum was derived using *standard cuts* with an energy threshold of 300 GeV. Another set of cuts, the *spectrum cuts* described in Aharonian et al. (2006b), were used to lower the energy threshold and improve the photon statistics (factor ~ 2 increase above the *standard cuts*). Both give consistent results (see inset in Fig. 2 and caption). Because of the better statistics and energy range, we use the spectrum derived using *spectrum cuts* in the following. Between the threshold of 240 GeV and 3.8 TeV, this differential spectrum is described well ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 2.16/4$) by a power law $dN/dE = \Phi_0(E/1\text{TeV})^{-\Gamma}$ with a photon index $\Gamma = 2.95 \pm 0.36_{\text{stat}} \pm 0.20_{\text{syst}}$ and normalisation at 1 TeV

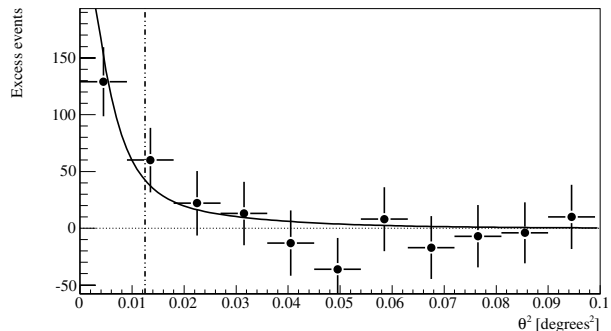


Fig. 1. Angular distribution of excess events. The dot-dashed line shows the angular distance cut used for extracting the signal. The excess distribution is consistent with the HESS point spread function as derived from Monte Carlo simulations (solid line).

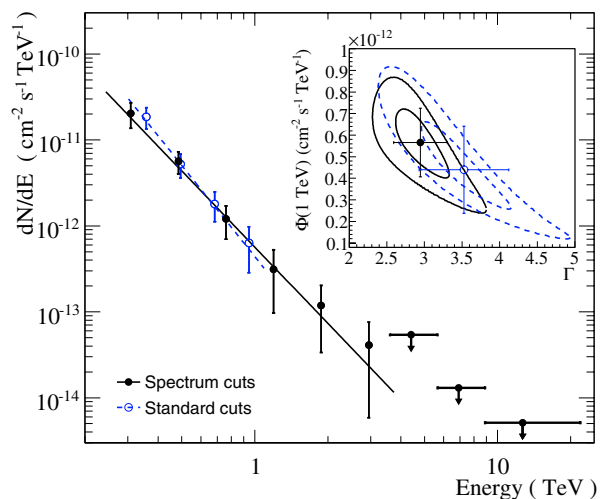


Fig. 2. Differential spectrum of RGB J0152+017. The spectrum obtained using *spectrum cuts* (black closed circles) is compared with the one obtained by the *standard cuts* (blue open circles). The black line shows the best fit by a powerlaw function of the former. The three points with the highest photon energy represent upper limits at 99% confidence level, calculated using Feldman & Cousins (1998). All error bars are only statistical. The fit parameters of a powerlaw fit are $\Gamma = 2.95 \pm 0.36_{\text{stat}} \pm 0.20_{\text{syst}}$ and $\Phi(1 \text{ TeV}) = (5.7 \pm 1.6_{\text{stat}} \pm 1.1_{\text{syst}}) \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ for the *spectrum cuts*, and $\Gamma = 3.53 \pm 0.60_{\text{stat}} \pm 0.2_{\text{syst}}$ and $\Phi(1 \text{ TeV}) = (4.4 \pm 2.0) \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ for the *standard cuts*. The insert shows 1 and 2σ confidence levels of the fit parameters.

of $\Phi(1 \text{ TeV}) = (5.7 \pm 1.6_{\text{stat}} \pm 1.1_{\text{syst}}) \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$. The 99% confidence level upper limits for the highest three bins shown in Fig. 2 were calculated using Feldman & Cousins (1998).

The integral flux above 300 GeV is $I = (2.70 \pm 0.51_{\text{stat}} \pm 0.54_{\text{syst}}) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, which corresponds to $\sim 2\%$ of the flux of the Crab nebula above the same threshold as determined by Aharonian et al. (2006a). Figure 3 shows the nightly evolution of the γ -ray flux above 300 GeV. There is no significant variability between nights in the lightcurve. The $\chi^2/\text{d.o.f.}$ of the fit to a constant is 17.2/12, corresponding to a χ^2 probability of 14%.

All results were checked with independent analysis procedures and calibration chain giving consistent results.

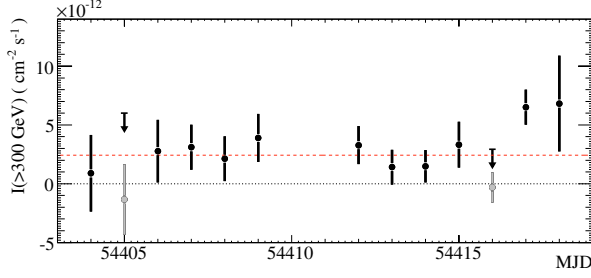


Fig. 3. Mean nightly integral flux from RGB J0152+017 above 300 GeV. Only the statistical errors are shown. Upper limits at 99% confidence level are calculated when no signal is found (grey points). The dashed line shows a fit of a constant to the data points with $\chi^2/\text{d.o.f.}$ of 17.2/12. The fit was performed using all nights.

3. Multi-wavelength observations with *Swift*, *RXTE*, *ATOM*, and the Nançay Radio Telescope

3.1. X-ray data from *Swift* and *RXTE*

Target of opportunity (ToO) observations of RGB J0152+017 were performed with *Swift* and *RXTE* on November 13, 14, and 15, 2007 triggered by the HESS discovery.

The *Swift*/XRT (Burrows et al. 2005) data (5.44 ks) were taken in photon-counting mode. The spectra were extracted with *xselect* v2.4 from a circular region with a radius of 20 pixels (0.8') around the position of RGB J0152+017, which contains 90% of the PSF at 1.5 keV. An appropriate background was extracted from a region next to the source with four times this area. The auxiliary response files were created with the script *xrtmkarf* v0.5.6 and the response matrices were taken from the *Swift* package of the calibration database *caldb* v3.4.1. Due to the low count rate of 0.3 cts/s, any pileup effect on the spectrum is negligible. We find no significant variability during any of the pointings or between the three subsequent days; hence, individual spectra were combined to achieve better photon statistics. The spectral analysis was performed using the tool *Xspec* v11.3.2. A broken powerlaw ($\Gamma_1 = 1.93 \pm 0.20$, $\Gamma_2 = 2.82 \pm 0.13$, $E_{\text{break}} = 1.29 \pm 0.12$ keV) with a Galactic absorption of $2.72 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ (LAB Survey, Kalberla et al. 2005) is a good description ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 24/26$), and the resulting unabsorbed flux is $F_{0.5-2 \text{ keV}} \sim 5.1 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ and $F_{2-10 \text{ keV}} \sim 2.7 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Simultaneous observations at higher X-ray photon energies were obtained with the *RXTE*/PCA (Jahoda et al. 1996). Only data of PCU2 and the top layer were taken to obtain the best signal-to-noise ratio. After filtering out the influence of the South Atlantic Anomaly, tracking offsets, and the electron contamination, an exposure of 3.2 ks remains. Given the low count rate of 0.7 cts/s, the “faint background model” provided by the *RXTE* Guest Observer Facility was used to generate the background spectrum with the script *pcabackest* v3.1. The response matrices were created with *pcarsp* v10.1. Again no significant variations were found between the three observations, and individual spectra were combined to achieve better photon statistics. The PCA spectrum can be described by an absorbed single powerlaw with photon index $\Gamma = 2.72 \pm 0.08$ ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 20/16$) between 2 and 10 keV, using the same Galactic absorption as for *Swift* data. The resulting flux $F_{2-10 \text{ keV}} \sim 6.8 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ exceeds the one obtained simultaneously with *Swift* by a factor of 2.5. We attribute this mostly to contamination by the nearby

galaxy cluster Abell 267 (44.6' offset from RGB J0152+017 but still in the field of view of the non-imaging PCA).

A detailed decomposition is beyond the scope of this paper, so we exclude *RXTE* data from broadband modelling. The *RXTE* data-set confirms the absence of variability during November 2007, also in the energy range up to 10 keV. For the SED modelling, the average spectrum is treated as an upper limit. Further observations with *RXTE* in December 2007 also show no indication of variability.

3.2. Optical data

Optical observations were taken using the ATOM telescope (Hauser et al. 2004) at the HESS site from November 10, 2007. No significant variability was detected during the nights between November 10 and November 20; R-band fluxes binned nightly show an RMS of 0.02 mag.

Absolute flux values were found using differential photometry against stars calibrated by K. Nilsson (priv. comm.). We measured a total flux of $m_R = 15.25 \pm 0.01$ mag (host galaxy + core) in an aperture of 4" radius. The host galaxy was subtracted with galaxy parameters given in Nilsson et al. (2003), and aperture correction given in Eq. (4) of Young (1976). The core flux in the R-band (640 nm) was found to be 0.62 ± 0.08 mJy. This value was not corrected for Galactic extinction.

3.3. Radio data

The Nançay Radio Telescope (NRT) is a meridian transit telescope with a main spherical mirror of 300 m \times 35 m (Theureau et al. 2007). The low-frequency receiver, covering the band 1.8–3.5 GHz was used, with the NRT standard filterbank backend.

The NRT observations were obtained in two contiguous bands of 12.5 MHz bandwidth, centred at 2679 and 2691 MHz (average frequency: 2685 MHz). Two linear polarisation receivers were used during the 22 60-s drift scan observations on the source on November 12 and 14, 2007. The data have been processed with the standard NRT software packages NAPS and SIR. All bands and polarisations have been averaged, giving an RMS noise of 2.2 mJy. The source 3C 295 was observed for calibration, on November 11, 13, and 15, 2007.

Taking into account a flux density for this source of 12.30 ± 0.06 Jy using the spectral fit published by Ott et al. (1994), we derived a flux density of 56 ± 6 mJy at 2685 MHz for RGB J0152+017. No significant variability was found in the radio data.

4. Discussion

Figure 4 shows the SED of RGB J0152+017 with the data from Nançay, ATOM, *Swift*/XRT, *RXTE*/PCA, and HESS. Even though some data are not strictly simultaneous, no significant variability is found in the X-ray and optical bands throughout the periods covered; hence, a common modelling of the contemporaneous X-ray and VHE data appears justified.

The optical part of the SED is mainly due to the host galaxy, which is detected and resolved in optical wavelengths (Nilsson et al. 2003). A template of the spectrum of such an elliptic galaxy is shown in the SED, as inferred from the code PEGASE (Fioc & Rocca-Volmerange 1997). The host-galaxy-subtracted data point from the ATOM telescope might include several additional contributions – from an accretion disk, an extended jet (see below),

L106

F. Aharonian et al.: Discovery of VHE γ -rays from the high-frequency-peaked BL Lacertae object RGB J0152+017

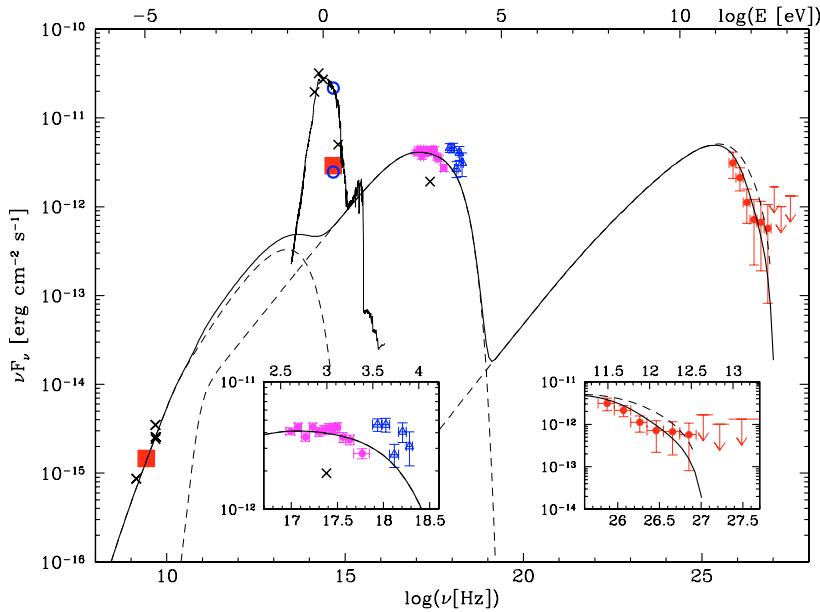


Fig. 4. The spectral energy distribution of RGB J0152+017. Shown are the HESS spectrum (red filled circles and upper limits), and contemporaneous RXTE (blue open triangles), Swift/XRT (corrected for Galactic absorption, magenta filled circles), optical host galaxy-subtracted (ATOM) and radio (Nançay) observations (large red filled squares). The black crosses are archival data. The blue open points in the optical *R*-band correspond to the total and the core fluxes from Nilsson et al. (2003). A blob-in-jet synchrotron self-Compton model (see text) applied to RGB J0152+017 is also shown, describing the soft X-ray and VHE parts of the SED, with a simple synchrotron model shown at low frequencies to describe the extended part of the jet. The contribution of the dominating host galaxy is shown in the optical band. The dashed line above the solid line at VHE shows the source spectrum after correcting for EBL absorption. The left- and right-hand side inlays detail portions of the observed X-ray and VHE spectrum, respectively.

or a central stellar population – so that it is considered as an upper limit in the following SSC model. A model including the optical ATOM data with possible additional contributions is beyond the scope of this paper.

We applied a non-thermal leptonic SSC model (Katarzyński et al. 2001) to account for the contemporaneous observations by Swift in X-rays and by HESS in the VHE band. The radio data are assumed to originate in an extended region, described by a separate synchrotron model for the extended jet (Katarzyński et al. 2001) to explain the low-frequency part of the SED (as in, e.g., Aharonian et al. 2005, 2008).

We should emphasise that the aim of applying this model in this work is not to present a definitive interpretation for this source, but rather to show that a standard SSC model is able to account for the VHE and Swift X-ray observations.

For the SSC model, we describe the system as a small homogeneous spherical, emitting region (blob) of radius R within the jet, filled with a tangled magnetic field B and propagating with a Doppler factor $\delta = [\Gamma(1 - \beta \cos \theta)]^{-1}$. Here Γ is the bulk Lorentz factor of the emitting plasma blob, $\beta = v/c$, and θ is the angle of the velocity vector, with respect to the line-of-sight. The electron energy distribution (EED) is described by a broken powerlaw, with indices n_1 and n_2 , between Lorentz factors γ_{\min} and γ_{\max} , with a break at γ_{break} and density normalisation K .

The model also accounts for the absorption by the extragalactic background light (EBL) with the parameters given in Primack et al. (2005). RGB J0152+017 is too nearby ($z = 0.08$) to add to the constraints on the EBL that were found by HESS measurements of other blazars (Aharonian et al. 2006c). In all the models, we assume $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, giving a luminosity distance of $d_L = 1.078 \times 10^{27} \text{ cm}$ for RGB J0152+017.

The EED can be described by $K = 3.1 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $\gamma_{\min} = 1$, and $\gamma_{\max} = 4 \times 10^5$. The break energy is assumed at $\gamma_{\text{break}} = 7.0 \times 10^4$ and is consistent with the Swift/XRT spectrum, while providing good agreement with the HESS data. We assume the canonical index $n_1 = 2.0$ for the low-energy part of the EED, in accordance with standard Fermi-type acceleration mechanisms. The value $n_2 = 3.0$ for the high-energy part of the EED is constrained by the high-energy part of the X-ray

spectrum. A good solution is found with the emitting region characterised by $\delta = 25$, $R = 1.5 \times 10^{15} \text{ cm}$, and $B = 0.10 \text{ G}$.

For the extended jet, the data are described well by $R_{\text{jet}} = 10^{16} \text{ cm}$, $\delta_{\text{jet}} = 7$, $K_{\text{jet}} = 70 \text{ cm}^{-3}$, $B_{\text{jet}} = 0.05 \text{ G}$, and $\gamma_{\text{break, jet}} = 10^4$ at the base of the jet, and $L_{\text{jet}} = 50 \text{ pc}$ (all the parameters are detailed in Katarzyński et al. 2001).

Assuming additional contributions in the optical band, the multi-wavelength SED can thus be explained with a standard shock-acceleration process. The parameters derived from the model are similar to previous results for this type of source (see, e.g., Ghisellini et al. 2002).

From the current Nançay radio data and the Swift X-ray data, we obtain a broad-band spectral index $\alpha_{rx} \sim 0.56$ between the radio and the X-ray domains. The obtained SED, the corresponding location of the synchrotron peak, and the flux and shape of the Swift spectrum lead us to conclude that RGB J0152+017 can clearly be classified as an HBL object at the time of HESS observations.

5. Conclusion

The HBL RGB J0152+017 was detected in VHE at energies $>300 \text{ GeV}$ with the HESS experiment. The contemporaneous Swift, RXTE, Nançay, ATOM, and HESS data allow the multi-wavelength SED for RGB J0152+017 to be derived for the first time, and to clearly confirm its HBL nature at the time of the HESS observations. In general, large variations of the VHE flux are expected in TeV blazars, making further monitoring of this source to detect high states of the VHE flux (flares) desirable.

Acknowledgements. The support of the Namibian authorities and of the University of Namibia in facilitating the construction and operation of HESS is gratefully acknowledged, as is the support by the German Ministry for Education and Research (BMBF), the Max Planck Society, the French Ministry for Research, the CNRS-IN2P3 and the Astroparticle Interdisciplinary Programme of the CNRS, the UK Science and Technology Facilities Council (STFC), the IPNP of the Charles University, the Polish Ministry of Science and Higher Education, the South African Department of Science and Technology and National Research Foundation, and by the University of Namibia. We appreciate the excellent work of the technical support staff in Berlin, Durham, Hamburg, Heidelberg, Palaiseau, Paris, Saclay, and in Namibia in the construction and operation of the equipment.

This research made use of the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED). The authors thank the *RXTE* team for their prompt response to our ToO request and the professional interactions that followed. The authors acknowledge the use of the publicly available *Swift* data, as well as the public HEASARC software packages. This work uses data obtained at the Nançay Radio Telescope. The authors also thank Dr. Mira Véron-Cetty for fruitful discussions.

References

- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Aye, K.-M., et al. (HESS Collaboration) 2004, *Astropart. Phys.*, 22, 109
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. (HESS Collaboration) 2005, *A&A*, 442, 895
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. (HESS Collaboration) 2006a, *A&A*, 457, 899
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. (HESS Collaboration) 2006b, *A&A*, 448, L19
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. (HESS Collaboration) 2006c, *Nature*, 440, 1018
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Barres de Almeida, U., et al. (HESS Collaboration) 2008, *A&A*, 477, 481
- Becker, R. H., White, R. L., & Edwards, A. L. 1991, *ApJS*, 75, 1
- Brinkmann, W., Siebert, J., Feigelson, E. D., et al. 1997, *A&A*, 323, 739
- Burrows, D. N., Hill, J. E., Nousek, J. A., et al. 2005, *Space Sci. Rev.*, 120, 165
- Costamante, L., & Ghisellini, G. 2002, *A&A*, 384, 56
- Feldman, G. J., & Cousins, R. D. 1998, *Phys. Rev. D*, 57, 3873
- Fioc, M., & Rocca-Volmerange, B. 1997, *A&A*, 326, 950
- Ghisellini, G., Celotti, A., & Costamante, L. 2002, *A&A*, 386, 833
- Griffith, M. R., Wright, A. E., Burke, B. F., & Ekers, R. D. 1995, *ApJS*, 97, 347
- Hauser, M., Möllenhoff, C., Pühlhofer, G., et al. 2004, *Astron. Nachr.*, 325, 659
- Hillas, A. M. 1985, *Int. Cosmic Ray Conf.*, 3, 445
- Jahoda, K., Swank, J. H., Giles, A. B., et al. 1996, *Proc. SPIE*, 2808, 59
- Kalberla, P. M. W., Burton, W. B., Hartmann, D., et al. 2005, *A&A*, 440, 775
- Katarzyński, K., Sol, H., & Kus, A. 2001, *A&A*, 367, 809
- Krawczynski, H., Coppi, P. S., Maccarone, T., & Aharonian, F. A. 2000, *A&A*, 353, 97
- Laurent-Muehleisen, S. A., Kollgaard, R. I., Ciardullo, R., et al. 1998, *ApJS*, 118, 127
- Laurent-Muehleisen, S. A., Kollgaard, R. I., Feigelson, E. D., Brinkmann, W., & Siebert, J. 1999, *ApJ*, 525, 127
- Li, T.-P., & Ma, Y.-Q. 1983, *ApJ*, 272, 317
- Nedbal, D., Benbow, W., Costamante, L., et al. 2007, *The Astronomer's Telegram*, 1295, 1
- Nilsson, K., Pursimo, T., Heidt, J., et al. 2003, *A&A*, 400, 95
- Ott, M., Witzel, A., Quirrenbach, A., et al. 1994, *A&A*, 284, 331
- Primack, J. R., Bullock, J. S., & Somerville, R. S. 2005, *High Energy Gamma-Ray Astron.*, 745, 23
- Theureau, G., Hanski, M. O., Coudreau, N., Hallet, N., & Martin, J.-M. 2007, *A&A*, 465, 71
- Young, P. J. 1976, *AJ*, 81, 807
- ³ Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements, CNRS/UPS, Toulouse, France
- ⁴ Universität Hamburg, Institut für Experimentalphysik, Hamburg, Germany
- ⁵ Institut für Physik, Humboldt-Universität zu Berlin, Berlin, Germany
- ⁶ LUTH, Observatoire de Paris, CNRS, Université Paris Diderot, Meudon, France
- e-mail: jean-philippe.lenain@obspm.fr
- ⁷ IRFU/DSM/CEA, CE Saclay, Gif-sur-Yvette, France
- ⁸ University of Durham, Department of Physics, Durham, UK
- ⁹ Unit for Space Physics, North-West University, Potchefstroom, South Africa
- ¹⁰ Laboratoire Leprince-Ringuet, École Polytechnique, CNRS/IN2P3, Palaiseau, France
- ¹¹ Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules, CNRS/IN2P3, Annecy-le-Vieux, France
- ¹² Astroparticule et Cosmologie (APC), CNRS, Université Paris 7 Denis Diderot, Paris; UMR 7164 (CNRS, Université Paris 7, CEA, Observatoire de Paris), France
- ¹³ Dublin Institute for Advanced Studies, Dublin, Ireland
- ¹⁴ Landessternwarte, Universität Heidelberg, Heidelberg, Germany
- ¹⁵ Laboratoire de Physique Théorique et Astroparticules, CNRS/IN2P3, Université Montpellier II, Montpellier, France
- ¹⁶ Universität Erlangen-Nürnberg, Physikalisches Institut, Erlangen, Germany
- ¹⁷ Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, INSU/CNRS, Université Joseph Fourier, Grenoble, France
- ¹⁸ Institut für Astronomie und Astrophysik, Universität Tübingen, Tübingen, Germany
- ¹⁹ LPNHE, Université Pierre et Marie Curie Paris 6, Université Denis Diderot Paris 7, CNRS/IN2P3, Paris, France
- ²⁰ Institute of Particle and Nuclear Physics, Charles University, Prague, Czech Republic
- e-mail: dalibor.nedbal@mpi-hd.mpg.de
- ²¹ Institut für Theoretische Physik, Lehrstuhl IV: Weltraum und Astrophysik, Ruhr-Universität Bochum, Bochum, Germany
- ²² University of Namibia, Windhoek, Namibia
- ²³ Obserwatorium Astronomiczne, Uniwersytet Jagielloński, Kraków, Poland
- ²⁴ Nicolaus Copernicus Astronomical Center, Warsaw, Poland
- ²⁵ School of Physics & Astronomy, University of Leeds, Leeds, UK
- ²⁶ School of Chemistry & Physics, University of Adelaide, Adelaide, Australia
- ²⁷ Toruń Centre for Astronomy, Nicolaus Copernicus University, Toruń, Poland
- ²⁸ European Associated Laboratory for Gamma-Ray Astronomy, jointly supported by CNRS and MPG

¹ Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Germany

² Yerevan Physics Institute, Yerevan, Armenia

E.4 Modelling rapid TeV variability of PKS 2155–304

Nous reproduisons dans les pages suivantes l'article publié traitant de l'interprétation de la première éruption de PKS 2155–304 du 28 Juillet 2006, dans le cadre du modèle SSC dynamique de Chiaberge & Ghisellini (1999), élaborée en collaboration avec Krzysztof KATARZYŃSKI. Cette étude est présentée à la section 4.2.2, page 115.

Modelling rapid TeV variability of PKS 2155–304

K. Katarzyński,^{1*} J.-P. Lenain,² A. Zech,² C. Boisson² and H. Sol²

¹*Toruń Centre for Astronomy, Nicolaus Copernicus University, ul. Gagarina 11, PL 87-100 Toruń, Poland*

²*LUTH, Observatoire de Paris, CNRS, Université Paris Diderot, 5 Place Jules Janssen, 92190 Meudon, France*

Accepted 2008 July 22. Received 2008 June 9; in original form 2008 February 1

ABSTRACT

We present theoretical modelling for the very rapid TeV variability of PKS 2155–304 observed recently by the High Energy Spectroscopic System (HESS) experiment. To explain the light curve, where at least five flaring events were well observed, we assume five independent components of a jet that are characterized by slightly different physical parameters. An additional, significantly larger component is used to explain the emission of the source at long time-scales. This component dominates the emission in the X-ray range, whereas the other components are dominant in the TeV range. The model used for our simulation describes precisely the evolution of the particle energy spectrum inside each component and takes into account light travel time effects. We show that a relatively simple synchrotron self-Compton scenario may explain this very rapid variability. Moreover, we find that absorption of the TeV emission inside the components due to the pair creation process is negligible.

Key words: radiative transfer – BL Lacertae objects: individual: PKS 2155–304.

1 INTRODUCTION

Among the different models proposed to explain X-ray and gamma-ray emission of TeV blazars one distinguishes two classes: the leptonic and the hadronic models (e.g. Krawczynski 2004). This division depends on the assumption one makes about the particles that initially carry the energy that is to be converted into electromagnetic emission during the evolution of the source. The aim of this paper is to explain the rapid variability in the simplest possible way in order to constrain the physical parameters of the source. Therefore, we have decided to use a relatively simple leptonic scenario.

A very basic leptonic model that can be used to explain the high-energy emission of TeV blazars assumes a spherical source filled with a tangled magnetic field and relativistic electrons. This source is thought to travel with relativistic velocity at a distance of less than 1 pc from the central black hole and is usually assumed to be homogeneous. The electrons inside the source produce synchrotron emission and also up-scatter part of this emission to TeV energies. This is the well-known synchrotron self-Compton (SSC) process that is often applied to describe X-ray and gamma-ray observations of blazars (e.g. Bloom & Marscher 1996; Ghisellini, Maraschi & Dondi 1996; Inoue & Takahara 1996; Mastichiadis & Kirk 1997; Krawczynski et al. 2000). The simplicity of this model allows to constrain some important physical parameters of the source (e.g. magnetic field strength, Doppler factor) directly from observations (e.g. Bednarek & Protheroe 1997; Tavecchio, Maraschi & Ghisellini 1998; Katarzynski, Sol & Kus 2001). On the other hand, some uncertainty remains in such estimations because

the model is too simple; for example, it does not take into account significant processes such as the particle evolution inside the source or light crossing time effects (LCTE). Therefore, it is very important to analyse not only the emission observed at a given time but also the evolution of the emission, especially during the periods of activity. This may provide additional constraints for the models and result in a more precise estimation of the physical parameters.

Several leptonic models have been proposed to explain the time-dependent emission of TeV blazars (e.g. Dermer, Sturmer & Schlickeiser 1997; Kirk, Rieger & Mastichiadis 1998; Chiaberge & Ghisellini 1999; Coppi & Aharonian 1999; Kataoka et al. 2000; Kusunose, Takahara & Li 2000; Sokolov, Marscher & McHardy 2004). So far, no model is able to precisely describe SSC emission of an inhomogeneous or even a homogeneous source. The main problem appears in the description of the synchrotron radiation field inside the source that is inhomogeneous even in an spherically homogeneous slowly evolving source (Gould 1979). Moreover, this radiation field depends on the particle energy distribution and the particle energy distribution depends, in turn, on the radiation field. This is certainly only true if the energy density of the radiation field is comparable to or larger than the energy density of the magnetic field, but this condition is fulfilled in TeV blazars. Finally, very rapid variability time-scales are usually assumed to be comparable to the light crossing time at the source. This means that LCTE must be taken into account in calculations of the inverse-Compton (IC) scattering. In other words, the radiation field at a given time and a given position inside the source depends not only on the local physical conditions, but also contains photons from other parts of the source. These photons were already created at an earlier time and have propagated to the observed position. We will call this process *internal* LCTE. This effect is especially important for the

*E-mail: kat@astro.uni.torun.pl

372 *K. Katarzyński et al.*

calculation of the IC emission and somewhat less for the synchrotron emission (although the radiation field has generally an impact on the evolution of the electron energy spectrum). The internal LCTE was taken into account for the first time in the model proposed by Sokolov et al. (2004). However, this model assumes dominance of the energy density of the magnetic field over that of the radiation field. In this case, the impact of the radiation field on the electron energy spectrum is negligible.

A second LCTE, which we call *external*, is equally important for both the synchrotron and the IC emission. The external observer receives at a given time the emission produced by different parts of the source at different times in the comoving frame of the source. This is due to the different travel times that photons from different parts of the source need to reach the observer. If the emission level of the source does not change, the observer will always receive the same amount of radiation; if it changes on long time-scales, differences in photon travel times can be neglected. However, if there is a change of the emission level with a duration shorter than the light crossing time of the source, the different travel times of the photons must be taken into account. One of the first attempts to account for this effect was made by Chiaberge & Ghisellini (1999). It should be noted that in their model they neglected internal LCTE, which is a good enough approximation under certain conditions, as we will explain below in the description of the model.

Another important problem in time-dependent SSC modelling is the description of the particle acceleration and evolution of the particle energy spectrum. It is widely believed that the particles are accelerated by shock waves created by colliding components of a jet. In such collisions, some fraction of the kinetic energy related to the bulk motion of the components is transformed into random kinetic energy of the particles. This energy is then radiated away. The acceleration and evolution of the spectrum are usually described by the kinetic equation, which is a partial differential equation (e.g. Kardashev 1962). There are two general approaches to describe the acceleration in the equation.

In the first approach, the acceleration term in the equation describes the process inside a shock wave. This approach was used, for example, by Kirk et al. (1998), where the evolution of the source was represented by two kinetic equations. The first equation described the acceleration inside the shock and the second the evolution of the particle spectrum in the downstream region of the shock. Particles were escaping into this region after the acceleration, creating a source for electromagnetic emission. However, this is a rather complex approach and was applied only for the synchrotron emission.

The second approach is simpler. There is no acceleration term, that is no description of the acceleration process. Instead, an ‘injection term’ defines directly the result of the acceleration. One assumes a particle energy spectrum created by a hypothetical shock and describes it with a few free parameters. This approach was used, for example, in the model proposed by Chiaberge & Ghisellini (1999), where different types of injection were investigated.

Since there is no perfect solution for modelling of variability in the framework of the leptonic SSC scenario, we have chosen here the relatively simple model proposed by Chiaberge & Ghisellini (1999). The model, as we will show, provides very reasonable results while using only a minimum number of free parameters.

2 RAPID VARIABILITY

High-energy variability of TeV blazars has been observed many times by orbiting X-ray experiments as well as ground based

gamma-ray telescopes. One of the most spectacular states of high activity was observed in Mrk 501 in 1997. The emission level and the spectrum of the emission changed dramatically in a period of a few days (Catanese et al. 1997; Pian et al. 1998; Djannati et al. 1999; Krawczynski et al. 2000). Very rapid variability at time-scales of only a few hours was first observed simultaneously in X-rays and TeV gamma-rays in Mrk 421 and reported by Maraschi, Fossati & Tavecchio (1999). Today air Cherenkov telescopes like High Energy Spectroscopic System (HESS) or MAGIC achieves major breakthroughs with minute-scale observations in the very high energy (VHE) range.

PKS 2155–304 has been intensively observed during the last years by different instruments, showing variability at time-scales from several months to a few hours. For example, Giommi et al. (1998) observed X-ray activity of this source with a variability time-scale of a few hours. Similar time-scales of the X-ray activity were also reported by Chiappetti et al. (1999) and Edelson et al. (2001). Observations made by Tanihata et al. (2001) show X-ray flux variations at time-scales of about 1 d. In the TeV range, the source has been detected by the Durham Mark 6 telescopes (Chadwick et al. 1999). This detection remained unconfirmed until observations were made by the HESS experiment in 2002 and 2003 (Aharonian et al. 2005). Variability on daily time-scales was observed during that period.

Recently (2006 July 28, i.e. MJD 53944), a huge TeV outburst of PKS 2155–304 has been observed by the HESS experiment (Aharonian et al. 2007). The TeV emission level of the source changed by a factor of about 20 within the observational period of about 1.5 h. Variability with a time-scale of only a few minutes could be observed, which presents the fastest variability ever seen in a blazar. Unfortunately, there are no simultaneous X-ray observations that could give us strong constraints on the emission process during this first huge outburst. After this outburst, the source was being monitored by several experiments and especially almost continuously by the Ultraviolet and Optical Telescope (UVOT), X-Ray Telescope (XRT) and Burst Alert Telescope (BAT) experiments on board the *Swift* satellite (Foschini et al. 2007) for a duration of several days (from 2006 July 29 to August 22, i.e. MJD 53945 to 53969). The comparison of the *Swift* data with the observations made by HESS at that time (Raue 2006) shows a rather minor change of the ultraviolet to X-ray emission level (see fig. 3 in Foschini et al. 2007) and a huge variation of the TeV emission. Compared to most observations of blazars, this is a rather unexpected behaviour; however, even more extreme events, so-called orphan TeV flares, have already been observed in other sources (Krawczynski 2004; Blazewski et al. 2005). We will in the following try to explain this rapid TeV variability event in order to constrain the physical parameters of the source.

3 THE MODEL

Here, we use the model proposed by Chiaberge & Ghisellini (1999). They assume that the source of VHE emission is created by a shock wave that accelerates the electrons. The shock is perpendicular to the jet symmetry axis and moves with constant relativistic velocity (v'_s). The particles accelerated by the shock up to extremely relativistic energies escape into the downstream region of the shock, where they generate most of the synchrotron and IC radiation. In other words, the shock is injecting relativistic particles into some volume where most of the particle energy is dissipated by radiative processes. Therefore, this volume is equivalent to the source volume. For sake of simplicity, the cross-section of the shock front perpendicular to

the jet symmetry axis is assumed to be square, of scale R . The thickness of the shock front (parallel to the jet axis) is $r \ll R$. The shock is accelerating the particles and thus creating the source for a duration of $t_{cr} = R/c$. Such an assumption eliminates the duration of the acceleration process as a free parameter and yields a final volume of the source of R^3 . The evolution of the source is also simulated after the injection phase for a few crossing times up to almost complete decay of the X-ray and the gamma-ray emission.

The source volume is divided into $10 \times 10 \times 10$ smaller cells and calculations are performed in time-steps of $\Delta t' = 0.1 R/c$. This allows to take into account the external LCTE, which is the main advantage of the model. In the first step, at time $t' = \Delta t'$, only a narrow region just after the shock (at the distance from 0 to $v'_s \Delta t'$) is filled up by particles. In the next step ($t' = 2\Delta t'$), the particles injected during the first phase are somewhat ‘older’ which means they have already lost some fraction of their energy. They are located at a distance between $v'_s \Delta t'$ and $2v'_s \Delta t'$. It should be noted that, when solving the kinetic equation that describes the evolution of the particle energy, we assume that the injection process works only during a time $t_{inj} = 0.1 R/c$, necessary to create a cell. Moreover, injection is only active in the cells that are next to the shock front; for other cells, we calculate only radiative cooling. The shock is creating continuously new cells filled by ‘fresh’ particles, whereas old cells are moving systematically to larger distances. However, what is observed in the comoving frame is significantly different from this due to LCTE. The observed spectrum is produced by the electron distribution at different stages of evolution. Therefore, to obtain the total emission, it is necessary to sum up the different contributions of different cells in a specific way, as described in details in the original paper.

The source is observed at an angle $\theta = 1/\Gamma$ (rad), where Γ is the Lorentz factor that describes bulk motion of the source. This means that in the source’s comoving frame, the emission is observed at 90° with respect to the jet symmetry axis and the shock velocity vector. For such an angle, the external LCTE has the strongest impact on the evolution of the observed emission. Note that for 0° , the external LCTE is negligible.

Chiaberge & Ghisellini (1999) tested a few different types of injection spectra, here we use only the very simple single power-law injection $Q(\gamma) = Q_0 \gamma^{-n}$ for $\gamma_{min} \leq \gamma \leq \gamma_{max}$, where γ is the Lorentz factor that describes the energy of the particle. We neglect also a possible escape of the particles from the source. In principle, the particles may escape into regions of the jet where the magnetic field strength is significantly lower in comparison to the field inside the source. Therefore, synchrotron emission from such regions should also be significantly lower and thus negligible. However, if the radiation field outside the source is high enough, the escaped particles may still produce a significant amount of emission through IC scattering. This is a quite complex scenario with additional free parameters not yet constrained by the data. Therefore, for sake of simplicity, we neglect here any possible escape. Moreover, we have also introduced some small improvements to the model. We apply a more precise description of the IC emissivity, which uses the Compton kernel computed by Jones (1968). The kernel describes scattering on an isotropic distribution of soft photons, considering the full Klein–Nishina cross-section in the head-on approximation (e.g. Inoue & Takahara 1996; Sauge & Henri 2004; Moderski et al. 2005). The cooling rate ($\dot{\gamma}$) due to IC scattering is calculated more precisely than in the original model, using the Compton kernel mentioned above (e.g. Sauge & Henri 2004; Moderski et al. 2005). We calculate the absorption of the TeV emission inside the source due to electron–positron pair production using the approximation derived

by Svensson (1987) (e.g. Inoue & Takahara 1996). The absorption is calculated separately inside each cell and absorption caused by the surrounding cells during the propagation of the emission from a given cell towards the observer is also taken into account. To correct the intrinsic TeV spectra for the infrared (IR) extragalactic absorption, we use an optical depth derived by Stecker, Malkan & Scully (2006) with the appropriate correction (Stecker, Malkan & Scully 2007), which was calculated in a Λ cold dark matter (Λ CDM) universe for $h = 0.7$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ and $\Omega_m = 0.3$.

There are several clear advantages to this model. The most significant one lies in the reduction of the number of free parameters needed to fully describe a single flaring event. For single power-law injection, we need, in principle, four free parameters: minimum and maximum energy (γ_{min} , γ_{max}), density of the injected particles (Q_0) and index of the power law (n). However, precise values of γ_{min} and γ_{max} are not crucial for the model. To provide a significant amount of low-energy synchrotron photons for the IC scattering, it is indeed sufficient to keep γ_{min} relatively small (e.g. $1 \leq \gamma_{min} \leq 10^3$). On the other hand, the value of γ_{max} inside each cell at a given time is precisely calculated according to the cooling conditions inside the source. Therefore, it is sufficient to assume γ_{max} high enough to be able to produce TeV gamma-rays. Simulating the emission of six different sources we then use $\gamma_{min} = 1$ and $\gamma_{max} = 10^6$. The index of the injected spectrum, $n = 2$, is the same in all our calculations. Three more free parameters are required to completely describe a single source: the source extension (R), the magnetic field strength inside the source (B) and the Doppler factor (δ). This results in seven free parameters, a number identical to the one required in the simple stationary scenario (see the Introduction). However, if this simple scenario uses a broken power-law particle energy distribution (this is required in most cases) then the number of free parameters increases to nine. Moreover, it is not clear how such a broken power-law energy distribution could be created when, for example, the spectral index above the break is $> n + 1$. On the other hand, the model we use requires only a single power-law injection to provide a self-consistent explanation for the observed X-ray spectra that one could approximate by broken power-law functions. Such broken synchrotron spectra are created by external LCTE. This is another advantage of the model and this shows also that the observed index of the synchrotron emission may have nothing to do with the index of the particle energy distribution inside the source. Since γ_{min} , γ_{max} and n have the same values in all our calculations and minimal impact for the result of the modelling, we are left with only four important parameters (Q_0 , B , R , δ) that describe the evolution of a single source. In comparison to the nine parameters required by the simple stationary scenario, this is a quite simple description for a single activity event. This is important when one has to explain several flares one-by-one.

The model does not describe internal LCTE, which is the main drawback of this scenario. However, this effect is not very important in the case where single power-law particle energy distribution is injected. After the injection, the particle energy spectrum inside the cells is modified only by radiative cooling that is systematically reducing γ_{max} . This means that the synchrotron emission produced by the most energetic particles is also systematically reduced. However, this emission contributes little to the IC scattering due to the Klein–Nishina restriction. On the other hand, the synchrotron emission produced by the particles with medium and low energies remains unaffected by the cooling for a relatively long time. Thus, the synchrotron emission produced by those particles remains equal and constant inside most of the cells and is largely responsible for the IC scattering.

4 RESULTS

There are no X-ray observations simultaneous with the rapid variability observed by HESS on the 2006 July 28. Therefore, to constrain the model we decided to use the data obtained by *Swift* during the several day long campaign of observations that was triggered by this rapid TeV activity. The X-ray light curve and spectrum does not show a significant change of the emission level, whereas TeV observations (Raue 2006) show a dramatic change of the TeV emission level during this campaign. Thus, we decided to simulate an event where X-ray emission remains almost constant during the TeV flaring activity. As we already mentioned such activity was already observed at least two times in other TeV sources.

However, such a situation is problematic for SSC modelling, where the synchrotron emission that provides low energy photons for the IC scattering should usually vary as much as the IC emission. Only in the quite unrealistic case where only the particle density inside the source is varying may the IC emission increase or decrease as the square of the synchrotron emission $\{F_{IC}(\nu, t) \propto [F_{synch}(\nu, t)]^2\}$. However, this may be diluted by the LCTE (Katarzynski et al. 2005). The simple solution for this problem is to assume that the X-ray emission is dominated by a relatively large component from a jet that provides almost constant emission on a time-scale of several days. Since the density of such a large component is relatively low, the level of the TeV emission must also be negligibly low. The existence of such a component is strongly

supported by the observations made by *Swift*, where for several days a nearly constant emission level was observed. The HESS observations show that, in addition, relatively small components can appear inside the jet. These components may not be strong enough to be dominant in X-rays, but may be very compact and therefore very strong in the TeV range.

We simulate in our model one large jet component (we call it the background component because it is not visible in the TeV range), and five small components (here called foreground components) dominant at TeV energies. The main difference between the background component and the foreground components appears in the estimate of the size and the particle density. Moreover, the small components are likely located at a distance of less than 1 pc from the centre, whereas the large component should be located further downstream in the jet, a few parsecs from the center.

In Fig. 1 we show the light curve and average spectrum obtained by HESS on MJD 53944 as well as the spectra obtained by *Swift* a few days later. We also show in this figure the results of our calculations, where rapid TeV variability is well reproduced by the superposition of the IC emission of the five foreground jet components (denoted $c_2 \rightarrow c_6$). Note that the IC emission of the background component (c_1) is negligible in the TeV energy range. On the other hand, this component dominates the emission in the X-ray range. We show a theoretical light curve calculated in the *Swift* energy range 0.3–10 keV, where emission from the background component appears to be almost constant in the relatively short time interval (2.5 h)

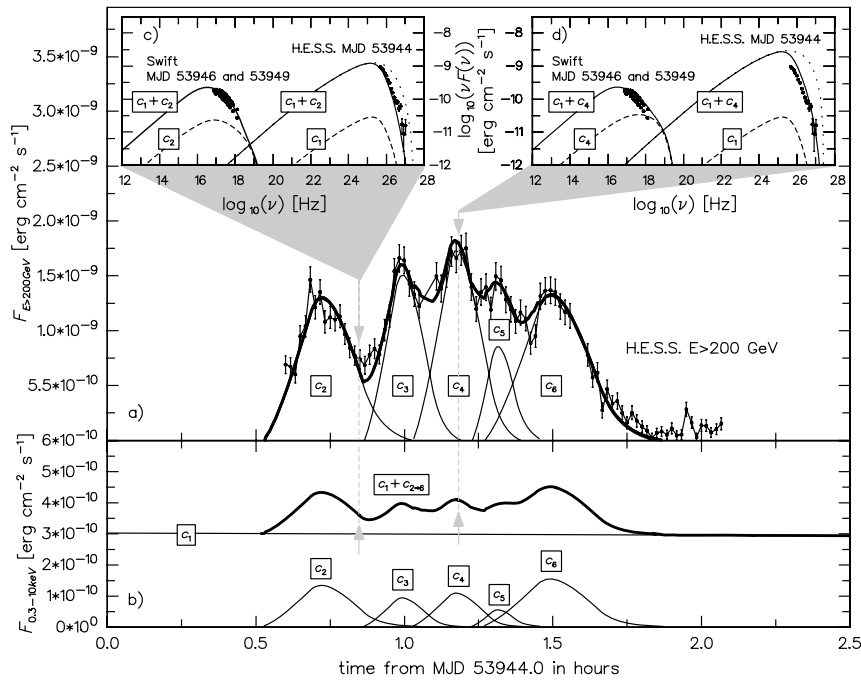


Figure 1. Activity of PKS 2155–304 observed by HESS (Aharonian et al. 2007) and *Swift* (Foschini et al. 2007) in 2006 July and August and results of our modelling. Panel (a) shows the rapid variability observed by HESS and the calculated light curve (thick solid line), where the contributions from simulated jet components ($c_2 \rightarrow c_6$) is indicated by thin solid lines. A theoretical light curve has also been calculated in the X-ray range (panel b). Here, an extended, slowly evolving jet component (c_1) dominates the emission over the other jet components. Subpanels (c) and (d) show the observed average spectrum in the TeV range and two spectra obtained by *Swift* a few days later. In the subpanels, we also show spectra calculated for two arbitrarily chosen times (MJD 53944.035 and 53944.049) corresponding to medium (c) and high (d) TeV emission levels. The solid lines in the subpanels show the total emission: the dashed lines indicate contributions from individual components. One can see that the background component (c_1) dominates in the X-ray range, whereas the foreground components (here c_2 and c_4) dominate the emission in the TeV range. Calculated not absorbed intrinsic TeV spectra are indicated by dotted lines.

Table 1. The most important parameters used for the modelling, where c_1 indicates background component of the jet and $c_{2 \rightarrow 6}$ indicate parameters that describe foreground components. The other parameters: $n = 2$, $\gamma_{\min} = 1$ and $\gamma_{\max} = 10^6$ are the same for each component. Note that we specify particle density inside source ($t_{\text{inj}} Q_0$) instead of the injection rate (Q_0) to give possibility for easy comparison between our calculations and results that may give simple stationary SSC scenario.

Name	c_1	c_2	c_3	c_4	c_5	c_6	Unit
δ	20	30	30	30	30	30	
R	3×10^3	5.2	3.5	4	2.3	6	10^{14} cm
B	0.02	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	G
$t_{\text{inj}} Q_0$	8×10^{-6}	3.2	7.95	6.8	12	2.45	10^7 cm^{-3}

presented in the figure. The total duration of the background component activity, which is calculated in the same way as the activity of the foreground components, is about 15 days. This long term activity starts 10 days earlier than the first foreground component (c_2) flare. Finally, we show synchrotron and IC spectra calculated for two arbitrarily selected times (MJD 53944.035 and 53944.049) that correspond to medium and high TeV emission levels. Note that the calculated spectra are not well constrained, since we have only an average observed TeV spectrum and no simultaneous X-ray observations. Detailed values of the physical parameters used for the calculations are given in Table 1. Note that in order to precisely explain the TeV light curve we had to modify only the sizes of the small sources that are constrained by the observed variability time-scales and the particle injection rate to explain correctly the level of the emission.

Rapid variability requires a relatively small and dense source, which may be optically thick for TeV emission due to pair production inside the source. The simplest solution for this problem is to assume a relatively large value of the source Doppler factor ($\delta \gtrsim 50$), which decreases the observed variability time-scale and increases the observed emission level. However, such a large value of the Doppler factor might also significantly increase the scattering of electrons inside the source on the external ambient radiation field. Therefore, the external IC scattering might become the dominant process that produces most of the TeV emission. Such a scenario was recently proposed by Begelman, Fabian & Rees (2007). However, the efficiency of the external IC scattering depends on the intensity of the radiation field and also on the distance from the centre where the source is created. It may be possible that the intensity is too low and the distance is too large for this process to be important, as has usually been assumed in the modelling of the TeV blazar activity up to now.

An alternate scenario to the external IC scattering was proposed recently by Ghisellini & Tavecchio (2008). They assume that a fast jet ($\delta \lesssim 30$) contains even faster moving compact sources ($\delta \gtrsim 50$). The radiation field produced by the jet is amplified in the comoving frame of the compact sources due to the difference in velocities, which increases the IC emission produced by these sources. However, measurements of the motion of parsec-scale jet components in PKS 2155–304 at radio frequencies suggest a value of the Doppler factor of a few (Piner & Edwards 2004).

We have carefully calculated the absorption due to pair production inside the source using a moderate value of the Doppler factor ($\delta = 30$). We found this process to be negligible in our approach. There are two reasons for this. First, the variability time-scale that we are trying to explain is still relatively long (10–15 min), and sec-

Modelling rapid TeV variability 375

ondly, more importantly, in all our calculations of the emission from small sources, the synchrotron emission level is significantly lower than the IC radiation level. It should be noted that we have also verified that by trying to explain a variability time-scale of about 5 min, as well as by trying to keep $\nu F_{\text{syn, X-ray}} \simeq \nu F_{\text{IC, TeV}}$ that is frequently observed in TeV blazars, we may obtain significant absorption of the TeV emission. Our results show that the classical SSC approach used frequently to explain emission of TeV blazars can also explain rapid TeV variability if we assume that the X-ray emission is dominated by an extended, slowly evolving source.

5 CONCLUSIONS

We have shown in this paper that the rapid TeV variability of PKS 2155–304 can be well explained using a standard SSC approach while taking into account the particle evolution and the external LCTE. In our approach, the internal LCTE is of minor importance. The model we use requires in principle four free parameters to describe a single activity event. Therefore, we may compare the physical parameters derived from such modelling with the parameters derived from previous estimations of blazar emission (e.g. Tavecchio et al. 1998). This shows that our parameters are similar to other results (e.g. $B \leq 0.1$ G and $\delta = 20$ –30); only the size ($R \simeq 5 \times 10^{14}$ cm) of the small sources is about one order of magnitude smaller than the values estimated so far.

ACKNOWLEDGMENTS

We thank the anonymous referee for a number of constructive comments that greatly helped us to improve the paper. This work was partially supported by the PAN/CNRS LEA Astro-PF.

REFERENCES

- Aharonian F. et al., 2005, *A&A*, 430, 865
- Aharonian F. et al., 2007, *ApJ*, 664, 71
- Bednarek W., Protheroe R. J., 1997, *MNRAS*, 292, 646
- Begelman M. C., Fabian A. C., Rees M., 2008, *MNRAS*, 384, 19
- Blazejowski M. et al., 2005, *ApJ*, 630, 130
- Bloom S. D., Marscher A. P., 1996, *ApJ*, 461, 657
- Catanese M. et al., 1997, *ApJ*, 487, L143
- Chadwick P. M. et al., 1999, *ApJ*, 513, 161
- Chiaberge M., Ghisellini G., 1999, *MNRAS*, 306, 551
- Chiappetti L. et al., 1999, *ApJ*, 521, 552
- Coppi P. S., Aharonian F. A., 1999, *ApJ*, 521, 33
- Dermer C. D., Sturmer S. J., Schlickeiser R., 1997, *ApJS*, 109, 103
- Djannati-Atai A. et al., 1999, *A&A*, 350, 17
- Edelson R., Griffiths G., Markowitz A., Sembay S., Turner M. J. L., Warwick R., 2001, *ApJ*, 554, 274
- Foschini L. et al., 2007, *ApJ*, 657, 81
- Ghisellini G., Tavecchio F., 2008, *MNRAS*, 386, 28
- Ghisellini G., Maraschi L., Dondi L., 1996, *A&AS*, 120, 503
- Giommi P. et al., 1998, *A&A*, 333, 5
- Gould R. J., 1979, *A&A*, 76, 306
- Inoue S., Takahara F., 1996, *ApJ*, 463, 555
- Jones F. C., 1968, *Phys. Rev.*, 167, 1159
- Kardashev N. S., 1962, *SvA*, 6, 317
- Kataoka J., Takahashi T., Makino F., Inoue S., Madejski G. M., Tashiro M., Urry C. M., Kubo H., 2000, *ApJ*, 528, 243
- Katarzynski K., Sol H., Kus A., 2001, *A&A*, 367, 809
- Katarzynski K., Ghisellini G., Tavecchio F., Maraschi L., Fossati G., Mastichiadis A., 2005, *A&A*, 433, 479
- Kirk J. G., Rieger F. M., Mastichiadis A., 1998, *A&A*, 333, 452
- Krawczynski H., 2004, *New Astron. Rev.*, 48, 367

376 *K. Katarzyński et al.*

- Krawczynski H., Coppi P. S., Maccarone T., Aharonian F. A., 2000, *A&A*, 353, 97
- Krawczynski H. et al., 2004, *ApJ*, 601, 151
- Kusunose M., Takahara F., Li H., 2000, *ApJ*, 536, 299
- Maraschi L., Fossati G., Tavecchio F., 1999, *ApJ*, 526, 81
- Mastichiadis A., Kirk J. G., 1997, *A&A*, 320, 19
- Moderski R., Sikora M., Coppi P. S., Aharonian F., 2005, *MNRAS*, 363, 954
- Pian E. et al., 1998, *ApJ*, 492, L17
- Piner B. G., Edwards P. G., 2004, *ApJ*, 600, 115
- Raue M., on behalf of the HESS collaboration, 2008, in Bazzano A., ed., 37th COSPAR Sci. Assembly, High-Energy Acceleration Processes in Supernova remnants, PWNe, Micro Blazars and Binaries: the keV to TeV Connection. INAF-IASF, Rome, in press
- Sauge L., Henri G., 2004, *ApJ*, 616, 136
- Sokolov A., Marscher A. P., McHardy I. M., 2004, *ApJ*, 613, 725
- Stecker F. W., Malkan M. A., Scully S. T., 2006, *ApJ*, 648, 774
- Stecker F. W., Malkan M. A., Scully S. T., 2007, *ApJ*, 658, 1392
- Svensson R., 1987, *MNRAS*, 227, 403
- Tanihata C., Urry C. M., Takahashi T., Kataoka J., Wagner S. J., Madejski G. M., Tashiro M., Kouda M., 2001, *ApJ*, 563, 569
- Tavecchio F., Maraschi L., Ghisellini G., 1998, *ApJ*, 509, 608

This paper has been typeset from a \LaTeX file prepared by the author.

E.5 Discovery of very high energy γ -ray emission from Centaurus A with **H.E.S.S.**

Nous reproduisons dans les pages suivantes l'article de la collaboration **H.E.S.S.** publié concernant la découverte de rayons γ **THE** en provenance de la radio galaxie Cen A, présentée à la section **5.3**, page **163**. J'ai été en charge, avec Martin RAUE, de la coordination de cet article² pour la collaboration **H.E.S.S.**

²c'est-à-dire que, bien que n'étant pas les premiers auteurs, nous l'avons rédigé intégralement.

DISCOVERY OF VERY HIGH ENERGY γ -RAY EMISSION FROM CENTAURUS A WITH H.E.S.S.

F. AHARONIAN^{1,2}, A. G. AKHPERJANIAN³, G. ANTON⁴, U. BARRES DE ALMEIDA^{5,32}, A. R. BAZER-BACHI⁶, Y. BECHERINI⁷, B. BEHERA⁸, W. BENBOW⁹, K. BERNLÖHR^{1,10}, C. BOISSON¹¹, A. BOCHOW¹, V. BORREL⁶, E. BRION¹², J. BRÜCKER⁴, P. BRUN¹², R. BÜHLER¹, T. BULIK¹³, I. BÜSCHING¹⁴, T. BOUTELIER¹⁵, P. M. CHADWICK⁵, A. CHARBONNIER¹⁶, R. C. G. CHAVES¹, A. CHEESEBROUGH⁵, L.-M. CHOUNET¹⁷, A. C. CLAPSON¹, G. COIGNET¹⁸, M. DALTON¹⁰, M. K. DANIEL⁵, I. D. DAVIDS^{19,14}, B. DEGRANGE¹⁷, C. DEIL¹, H. J. DICKINSON⁵, A. DJANNATI-ATAÏ⁷, W. DOMAINKO¹, L. O'C. DRURY², F. DUBOIS¹⁸, G. DUBUS¹⁵, J. DYKS¹³, M. DYRDA²⁰, K. EGBERTS¹, D. EMMANOULOPOULOS⁸, P. ESPIGAT⁷, C. FARNIER²¹, F. FEINSTEIN²¹, A. FIASSON²¹, A. FÖRSTER¹, G. FONTAINE¹⁷, M. FÜSSLING¹⁰, S. GABIC², Y. A. GALLANT²¹, L. GÉRARD⁷, B. GIEBELS¹⁷, J.-F. GLICENSTEIN¹², B. GLÜCK⁴, P. GORET¹², D. GÖHRING⁴, D. HAUSER⁸, M. HAUSER⁸, S. HEINZ⁴, G. HEINZELMANN²², G. HENRI¹⁵, G. HERMANN¹, J. A. HINTON²³, A. HOFFMANN²⁴, W. HOFMANN¹, M. HOLLERAN¹⁴, S. HOPPE¹, D. HORNS²², A. JACHOLKOWSKA¹⁶, O. C. DE JAGER¹⁴, C. JAHN⁴, I. JUNG⁴, K. KATARZYŃSKI²⁵, U. KATZ⁴, S. KAUFMANN⁸, E. KENDZIORRA²⁴, M. KERSCHHAGGL¹⁰, D. KHANGULYAN¹, B. KHÉLIFI¹⁷, D. KEOGH⁵, W. KLUŻNIAK¹³, T. KNEISKE²², NU. KOMIN¹², K. KOSACK¹, G. LAMANNA¹⁸, I. J. LATHAM⁵, J.-P. LENAIN^{11,33}, T. LOHSE¹⁰, V. MARANDON⁷, J. M. MARTIN¹¹, O. MARTINEAU-HUYNH¹⁶, A. MARCOWITH²¹, D. MAURIN¹⁶, T. J. L. MCCOMB⁵, M. C. MEDINA¹¹, R. MODERSKI¹³, E. MOULIN¹², M. NAUMANN-GODO¹⁷, M. DE NAUROIS¹⁶, D. NEDBAL²⁶, D. NEKRASSOV¹, J. NIEMIEC²⁰, S. J. NOLAN⁵, S. OHM¹, J.-F. OLIVE⁶, E. DE OÑA WILHELM^{7,27}, K. J. ORFORD⁵, M. OSTROWSKI²⁸, M. PANTER¹, M. PAZ ARRIBAS¹⁰, G. PEDALETTI⁸, G. PELLETIER¹⁵, P.-O. PETRUCCI¹⁵, S. PITA⁷, G. PÜHLHOFER⁸, M. PUNCH⁷, A. QUIRRENBACH⁸, B. C. RAUBENHEIMER¹⁴, M. RAUE^{1,27,33}, S. M. RAYNER⁵, M. RENAUD^{7,1}, F. RIEGER^{1,27}, J. RIPKEN²², L. ROB²⁶, S. ROSIER-LEES¹⁸, G. ROWELL²⁹, B. RUDAK¹³, C. B. RULTEN⁵, J. RUPPEL³⁰, V. SAHAKIAN³, A. SANTANGELO²⁴, R. SCHLICKEISER³⁰, F. M. SCHÖCK⁴, R. SCHRÖDER³⁰, U. SCHWANKE¹⁰, S. SCHWARZBURG²⁴, S. SCHWEMMER⁸, A. SHALCHI³⁰, M. SIKORA¹³, J. L. SKILTON²³, H. SOL¹¹, D. SPANGLER⁵, Ł. STAWARZ²⁸, R. STEENKAMP¹⁹, C. STEGMANN⁴, G. SUPERINA¹⁷, A. SZOSTEK^{28,15}, P. H. TAM⁸, J.-P. TAVERNET¹⁶, R. TERRIER⁷, O. TIBOLLA^{1,8}, M. TLUCZYKONT²², C. VAN ELDIK¹, G. VASILEIADIS²¹, C. VENTER¹⁴, L. VENTER¹¹, J. P. VIALLE¹⁸, P. VINCENT¹⁶, J. VINK³¹, M. VIVIER¹², H. J. VÖLK¹, F. VOLPE^{1,17,27}, S. J. WAGNER⁸, M. WARD⁵, A. A. ZDZIARSKI¹³, AND A. ZECH¹¹

¹ Max-Planck-Institut für Kernphysik, P.O. Box 103980, D 69029 Heidelberg, Germany; martin.raue@mpi-hd.mpg.de

² Dublin Institute for Advanced Studies, 5 Merrion Square, Dublin 2, Ireland

³ Yerevan Physics Institute, 2 Alikhanian Brothers Street, 375036 Yerevan, Armenia

⁴ Universität Erlangen-Nürnberg, Physikalisches Institut, Erwin-Rommel-Str. 1, D 91058 Erlangen, Germany

⁵ University of Durham, Department of Physics, South Road, Durham DH1 3LE, UK

⁶ Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements, CNRS/UPS, 9 av. du Colonel Roche, BP 4346, F-31029 Toulouse Cedex 4, France

⁷ Astroparticule et Cosmologie (APC), CNRS, Université Paris 7 Denis Diderot, 10, rue Alice Domon et Leonie Duquet, F-75205 Paris Cedex 13, France

⁸ Landessternwarte, Universität Heidelberg, Königstuhl, D 69117 Heidelberg, Germany

⁹ Fred Lawrence Whipple Observatory, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Amado, AZ 85645, USA

¹⁰ Institut für Physik, Humboldt-Universität zu Berlin, Newtonstr. 15, D 12489 Berlin, Germany

¹¹ LUTH, Observatoire de Paris, CNRS, Université Paris Diderot, 5 Place Jules Janssen, 92190 Meudon, France; jean-philippe.lenain@obspm.fr

¹² IRFU/DSM/CEA, CE Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, Cedex, France

¹³ Nicolaus Copernicus Astronomical Center, ul. Bartycka 18, 00-716 Warsaw, Poland

¹⁴ Unit for Space Physics, North-West University, Potchefstroom 2520, South Africa

¹⁵ Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, INSU/CNRS, Université Joseph Fourier, BP 53, F-38041 Grenoble Cedex 9, France

¹⁶ LPNHE, Université Pierre et Marie Curie Paris 6, Université Denis Diderot Paris 7, CNRS/IN2P3, 4 Place Jussieu, F-75252, Paris Cedex 5, France

¹⁷ Laboratoire Leprince-Ringuet, Ecole Polytechnique, CNRS/IN2P3, F-91128 Palaiseau, France

¹⁸ Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules, CNRS/IN2P3, 9 Chemin de Bellevue, BP 110 F-74941, Annecy-le-Vieux Cedex, France

¹⁹ University of Namibia, Private Bag 13301, Windhoek, Namibia

²⁰ Instytut Fizyki Jadrowej PAN, ul. Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków, Poland

²¹ Laboratoire de Physique Théorique et Astroparticules, Université Montpellier 2, CNRS/IN2P3, CC 70, Place Eugène Bataillon, F-34095 Montpellier Cedex 5, France

²² Universität Hamburg, Institut für Experimentalphysik, Luruper Chaussee 149, D 22761 Hamburg, Germany

²³ School of Physics & Astronomy, University of Leeds, Leeds LS2 9JT, UK

²⁴ Institut für Astronomie und Astrophysik, Universität Tübingen, Sand 1, D 72076 Tübingen, Germany

²⁵ Toruń Centre for Astronomy, Nicolaus Copernicus University, ul. Gagarina 11, 87-100 Toruń, Poland

²⁶ Charles University, Faculty of Mathematics and Physics, Institute of Particle and Nuclear Physics, V Holešovičkách 2, 18000 Prague, Czech Republic

²⁷ European Associated Laboratory for Gamma-Ray Astronomy (jointly supported by CNRS and MPG)

²⁸ Obserwatorium Astronomiczne, Uniwersytet Jagielloński, Kraków, Poland

²⁹ School of Chemistry & Physics, University of Adelaide, Adelaide 5005, Australia

³⁰ Institut für Theoretische Physik, Lehrstuhl IV: Weltraum und Astrophysik, Ruhr-Universität Bochum, D 44780 Bochum, Germany

³¹ Astronomical Institute, Utrecht University, P.O. Box 80000, 3508 TA Utrecht, Netherlands

Received 2009 February 10; accepted 2009 March 6; published 2009 March 19

ABSTRACT

We report the discovery of faint very high energy (VHE; $E > 100$ GeV) γ -ray emission from the radio galaxy Centaurus A in observations performed with the High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.) experiment, an imaging atmospheric Cherenkov telescope array consisting of four telescopes located in Namibia. Centaurus A has been observed for more than 120 hr. A signal with a statistical significance of 5.0σ is detected from the region including the radio core and the inner kpc jets. The integral flux above an energy threshold of ~ 250 GeV is measured to be 0.8% of the flux of the Crab Nebula (apparent luminosity: $L(>250 \text{ GeV}) \approx 2.6 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$,

adopting a distance of 3.8 Mpc). The spectrum can be described by a power law with a photon index of $2.7 \pm 0.5_{\text{stat}} \pm 0.2_{\text{sys}}$. No significant flux variability is detected in the data set. However, the low flux only allows detection of variability on the timescale of days to flux increments above a factor of ~ 15 – 20 (3σ and 4σ , respectively). The discovery of VHE γ -ray emission from Centaurus A reveals particle acceleration in the source to $>\text{TeV}$ energies and, together with M 87, establishes radio galaxies as a class of VHE emitters.

Key words: galaxies: active – galaxies: individual (Cen A) – gamma rays: observations

1. INTRODUCTION

Centaurus A (Cen A) is the nearest active galaxy (for a review see Israel 1998). It is classified as an FR I radio galaxy; these are thought to be the parent population of BL Lac objects (Urry & Padovani 1995). At radio wavelengths rich jet structures are visible, extending from the core and the inner pc and kpc jet to giant outer lobes with an angular extension of $8^\circ \times 4^\circ$. The inner kpc jet has also been detected in X-rays, revealing a complex structure of bright knots and diffuse emission (Kraft et al. 2002). The angle of the jet axis to the line of sight is estimated to be 15° – 80° (see, e.g., Horiuchi et al. 2006, and references therein). With a distance of 3.8 Mpc (Rejkuba 2004; $1'$ corresponds to ~ 1.1 kpc projected length) even the inner jet structures are resolvable with the angular resolution of current experiments in the very high energy (VHE; $E > 100$ GeV) regime.³⁴ The elliptical host NGC 5128 features a dark lane, a thin edge-on disk of dust and young stars, believed to be the remnant of a merger. Recent estimates for the mass of the central supermassive black hole give $(5.5 \pm 3.0) \times 10^7 M_\odot$ (Cappellari et al. 2008). The kpc-scale jet and the active nucleus are confirmed sources of strong nonthermal emission. In addition, more than 200 X-ray point sources with an integrated luminosity of $L_X > 10^{38}$ erg s $^{-1}$ are established to be associated with the host galaxy (Kraft et al. 2001). Recently, Croston et al. (2009) reported the detection of nonthermal X-ray emission from the shock of the southwest inner radio lobe from deep *Chandra* observations.

Cen A was detected at MeV to GeV energies by all instruments on board the Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO) in the period 1991–1995, revealing a peak in the spectral energy distribution (SED) in νF_ν representation at ~ 0.1 MeV with a maximum flux of about $\sim 10^{-9}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ (Steinle et al. 1998). Steinle et al. (1998) also reported the variability of the Cen A source, especially pronounced at 10 MeV, while Sreekumar et al. (1999) found the EGRET flux was stable during the whole period of CGRO observations. A tentative detection of Cen A (4.5σ) at VHE during a giant X-ray outburst in the 1970s was reported by Grindlay et al. (1975). Subsequent VHE observations made with the Mark III (Carramiñana et al. 1990), JANZOS (Allen et al. 1993), CANGAROO (Rowell et al. 1999; Kabuki et al. 2007), and High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.; Aharonian et al. 2005) experiments resulted in upper limits.

Cen A has been proposed as a possible source of ultra-high energy cosmic rays (UHECR; $E > 6 \times 10^{19}$ – 10^{20} eV; Romero et al. 1996, but see also Lemoine 2008). Recently, the Pierre Auger Collaboration reported an anisotropy in the arrival direction of UHECR (Abraham et al. 2007, 2008). While a possible correlation with nearby active galactic nuclei (AGNs) is still under discussion, it has been pointed out that several of the events

can possibly be associated with Cen A (e.g., Gorbunov et al. 2008; Moskalenko et al. 2008; Kachelriess et al. 2008).

Until now, the only firmly established extragalactic VHE γ -ray source with only weakly beamed emission is the giant radio galaxy M 87 (Aharonian et al. 2003, 2006a). M 87 showed strong flux outbursts in the VHE regime with timescales on the order of days (Aharonian et al. 2006a; Albert et al. 2008), pointing to a characteristic size of the emission region less than $5 \times 10^{15} \delta$ cm, corresponding to ≈ 58 Schwarzschild radii ($M_{\text{BH}} = 3.2 \times 10^9 M_\odot$, δ : relativistic Doppler factor). Recently, Aliu et al. (2009) and Acciari et al. (2009) reported VHE emission from the direction of the blazar 3C 66 A and the radio galaxy 3C 66 B (angular separation $6'$). While Aliu et al. (2009) favor 3C 66 B as the origin of the VHE emission in their data set, Acciari et al. (2009) exclude 3C 66 B as the origin of their detected emission with a significance of 4.3σ .

In this Letter, the discovery of VHE emission from Cen A with the H.E.S.S. experiment is reported, and properties of the detected emission and their implications are discussed.

2. H.E.S.S. OBSERVATIONS AND RESULTS

The H.E.S.S. Collaboration operates an array of four large imaging Cherenkov telescopes (IACT) for the detection of VHE γ -rays, located in the Southern Hemisphere in Namibia (Aharonian et al. 2006b). The H.E.S.S. observations of Cen A were performed between 2004 April and 2008 July. A dead time corrected total live time of 115.0 hr of good-quality data was recorded. The zenith angles of the observations range from 20° to 60° with a mean zenith angle of $\sim 24^\circ$. The data were recorded with pointing offsets between 0.5 and 0.7 relative to the radio core position, to enable a simultaneous estimation of the background using events from the same field of view (reflected background) (Aharonian et al. 2006b). The data were analyzed with a standard Hillas-type analysis (Aharonian et al. 2006b) with an analysis energy threshold of ~ 250 GeV for a zenith angle of 20° .

Figure 1 shows the smoothed excess sky map of VHE γ -rays as measured with H.E.S.S. centered on the Cen A radio core position. A clear excess at the position of Cen A is visible. A point-source analysis, using standard cuts as described in Aharonian et al. (2006b), was performed on the radio core position of Cen A, resulting in the detection of an excess with a statistical significance of 5.0σ (calculated following Equation (17) of Li & Ma 1983; 330 excess events, $N_{\text{ON}} = 4199$, $N_{\text{OFF}} = 42513$, $\alpha = 0.091$). A fit of the instrumental point-spread function (PSF)³⁵ to the uncorrelated sky map results in a good fit (chance probability ~ 0.7) with a best fit position of $\alpha_{J2000} = 13^{\text{h}}25^{\text{m}}26.4^{\text{s}} \pm 4.6^{\text{s}}_{\text{stat}} \pm 2.0^{\text{s}}_{\text{syst}}$, $\delta_{J2000} = -43^\circ 0' 7'' \pm 1.1'_{\text{stat}} \pm 30''_{\text{syst}}$, well compatible with the radio core and the inner kpc jet region (Figure 2). Assuming a Gaussian surface brightness profile, we derive an upper limit of 0.2 on the extension (95% confidence level).

³² Supported by CAPES Foundation, Ministry of Education of Brazil.

³³ Authors to whom any correspondence should be addressed.

³⁴ H.E.S.S. angular resolution: $\sim 6'$ per event, ~ 6 – $30''$ systematic error on position depending on the data set (van Eldik et al. 2008).

³⁵ Derived from Monte Carlo simulations.

L42

AHARONIAN ET AL.

Vol. 695

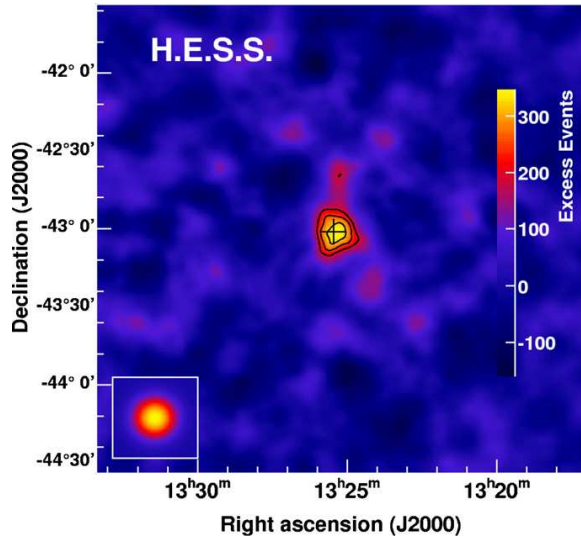


Figure 1. Smoothed excess sky map centered on the Cen A radio core (cross). Overlaid contours correspond to statistical significances of 3, 4, and 5 σ , respectively. The inset in the lower left corner shows the excess expected from a point source (derived from Monte Carlo simulations). The integration radius is 0:1225 and the map has been smoothed with a two-dimensional Gaussian of radius 0:02 to reduce the effect of statistical fluctuations. The cosmic-ray background in each bin is estimated using the template background method (Rowell 2003).

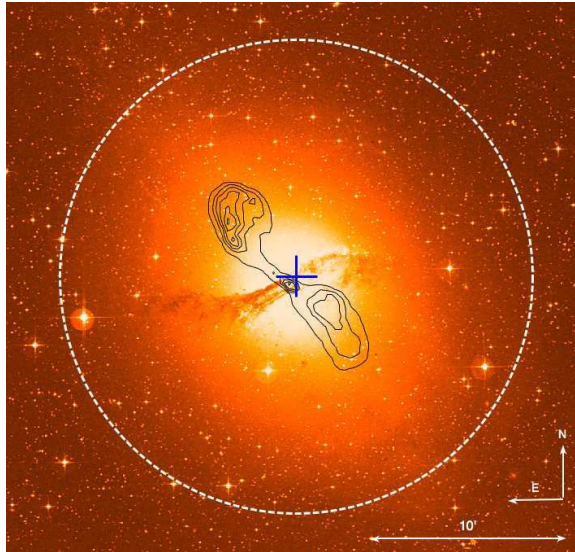


Figure 2. Optical image of Cen A (UK 48 inch Schmidt) overlaid with radio contours (black, VLA, Condon et al. 1996), VHE best fit position with 1 σ statistical errors (blue cross), and VHE extension upper limit (white dashed circle, 95% confidence level).

The differential photon spectrum of the source is shown in Figure 3.³⁶ A fit of a power-law function $dN/dE = \Phi_0 \cdot (E/1 \text{ TeV})^{-\Gamma}$ to the data is a statistically good description ($\chi^2/\text{dof} = 2.76/4$) with normalization $\Phi_0 = (2.45 \pm 0.52_{\text{stat}} \pm$

³⁶ To derive the energy spectrum, a looser cut on the distance to the source is used ($\theta^2 < 0.03 \text{ deg}^2$) to increase the number of photons (the standard cut is $\theta^2 < 0.015 \text{ deg}^2$).

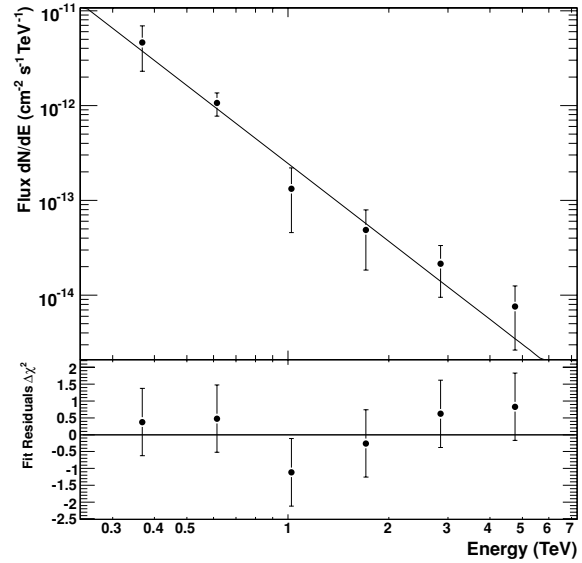


Figure 3. Differential energy spectrum of Cen A as measured by H.E.S.S. The line is the best fit of a power law $dN/dE = \Phi_0 \cdot E^{-\Gamma}$ to the data ($\Gamma = 2.7 \pm 0.5_{\text{stat}} \pm 0.2_{\text{sys}}$). The lower panel shows the residual $\Delta\chi^2$ of the fit.

$0.49_{\text{sys}}) \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ and photon index $\Gamma = 2.73 \pm 0.45_{\text{stat}} \pm 0.2_{\text{sys}}$. The integral flux above 250 GeV, taken from the spectral fit, is $\Phi(E > 250 \text{ GeV}) = (1.56 \pm 0.67_{\text{stat}}) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, which corresponds to $\sim 0.8\%$ of the flux of the Crab Nebula above the same threshold (Aharonian et al. 2006b), or an apparent luminosity of $L(>250 \text{ GeV}) = 2.6 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ (adopting a distance of 3.8 Mpc).

No significant variability has been found on timescales of 28 minutes, nights and months (moon periods). From the error on the nightly flux ($\sim 5\%$ crab), we estimate the sensitivity of the data set for flares with a duration of 1 day. For an $\sim 4\sigma$ detection in the Cen A data set a flux increase during a single night by a factor of ≈ 20 would be needed (a factor of ≈ 15 for $\sim 3\sigma$). This can be compared to the VHE flux variation of factor ~ 5 –10 detected from M 87 on timescales of days.

The results have been cross-checked with independent analysis and calibration chains and good agreement was found.

3. DISCUSSION

Figure 4 shows the SED of Cen A ranging from X-rays to the VHE regime. The flux measured by H.E.S.S. is clearly below all previous upper limits in the VHE regime. Extrapolating the spectrum measured with EGRET in the GeV regime to VHE energies roughly matches the H.E.S.S. spectrum, though the softer end of the error range on the EGRET spectral index is preferred. The recently launched Fermi observatory should provide a more accurate spectrum in the MeV–GeV range soon.

Several authors have predicted VHE emission from Cen A, and more generally discussed VHE emission from radio galaxies. A first class of models proposed the immediate vicinity of the supermassive black hole as the region of VHE emission. Neronov & Aharonian (2007) and Rieger & Aharonian (2008) proposed a pulsar-type particle acceleration in the magnetosphere of the sub-Eddington accreting supermassive black hole, which has been applied successfully to the low-luminosity radio galaxy M 87. In this model, the relation $L_{\text{IC}} \propto M_{\text{BH}}$ is expected

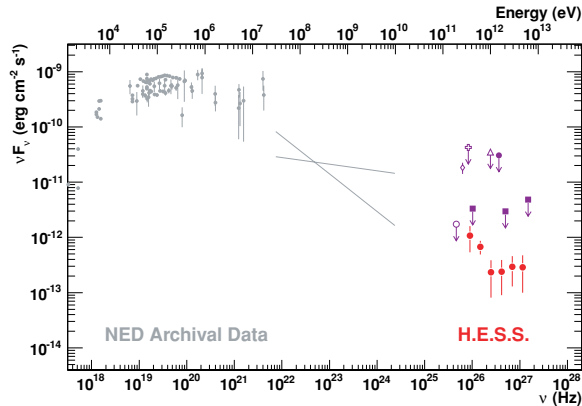


Figure 4. SED of Cen A. Shown are the VHE spectrum as measured by H.E.S.S. (red filled circles), previous upper limits and tentative detections in the VHE regime (purple markers; Grindlay et al. 1975; open diamond; Carramiñana et al. 1990; open cross; Allen et al. 1993; filled circle; Rowell et al. 1999; open triangle; Aharonian et al. 2005; open circle; Kabuki et al. 2007; filled squares), EGRET measurements in the GeV regime (Sreekumar et al. 1999; gray bow tie), and data from the NASA Extragalactic Database (NED; gray filled circles).

(see Equation (12) in Rieger & Aharonian 2008). Since the mass of the central black hole and the VHE luminosity from Cen A are ~ 10 times lower than those in M 87, such a model could possibly be applied to the current data on Cen A.

It has also been proposed that, similar to the mechanism at work in other VHE blazars, VHE emission could be produced in the inner jet regions in radio galaxies (Bai & Lee 2001; Chiaberge et al. 2001). Given the jet angle of 15° – 80° toward the observer (see, e.g., Horiuchi et al. 2006, and references therein), the relativistic boosting in standard scenarios would be small. Ghisellini et al. (2005) proposed a two-flow type model (Sol et al. 1989), with a fast spine and a slower, mildly relativistic sheath propagating within the jet, which has been successfully applied to M 87 (Tavecchio & Ghisellini 2008). Their model for the SED of Cen A (see Figure 3 in Ghisellini et al. 2005), which was mainly constrained by the available CGRO data, cuts off at lower frequencies than VHE, but could possibly account for H.E.S.S. data by refining the parameters (see also in this context Marcowith et al. 1998). Lenain et al. (2008) modeled the VHE emission of Cen A with a multiblob synchrotron self-Compton (SSC) model. In this model, VHE emission is expected to take place in the broadened jet formation zone, where even for a large jet angle, a few emission zones can move directly toward the observer and Doppler boost the emission. Their model prediction for the VHE emission from Cen A is well compatible with the H.E.S.S. data reported here (see Figure 7 in Lenain et al. 2008).

More extended VHE emission may also be expected from Cen A. In this context, Stawarz et al. (2006) proposed that γ -rays emitted in the immediate vicinity of the active nucleus are partly absorbed by the starlight radiation in the host galaxy. The created e^\pm pairs are quickly isotropized and radiate VHE γ -rays by inverse Compton scattering the starlight radiation. The small size of the resulting isotropic pair halo (~ 4 arcmin in diameter) is fully consistent with a pointlike source for H.E.S.S., but could be resolved by the future Cherenkov Telescope Array (CTA)³⁷ observatory. Stawarz et al.'s prediction for the VHE emission of Cen A within this model, resulting in a steady flux

of a few 10^{-13} erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ and a photon index of ~ 2.6 at the TeV energy range, agrees well with the H.E.S.S. spectrum (see Figure 6 in Stawarz et al. 2006).

Furthermore, hadronic models have been invoked to predict VHE emission from radio galaxies. In this context, Reimer et al. (2004) proposed a synchrotron-proton blazar model for M 87 where the high-energy component in the SED is interpreted in terms of synchrotron emission from either primary protons or secondary μ^\pm and π^\pm created in the inner jet. At larger distances and in the peculiar case of Cen A, ultrarelativistic protons with $E_p < 10^{18}$ eV could be released within the kpc-scale jet, and would be then confined in the host galaxy by interactions with the interstellar magnetic field. Both the dust lane of Cen A and thermal gas of the merger remnant could act as efficient, dense targets of cold material for these protons, resulting in VHE γ -ray emission.

Kachelriess et al. (2008) considered possible UHECR emission from Cen A in the view of the CGRO observations and current limits provided by imaging atmospheric Cherenkov telescopes. Depending on the choice for the UHECR injection function in their model, some solutions proposed for the predicted VHE γ -ray spectrum are compatible with the H.E.S.S. results reported here (see Figure 1 in Kachelriess et al. 2008).

It has also been argued that VHE emission could originate from the outer giant radio lobes (e.g., Hardcastle et al. 2008) lying at $\sim 4^\circ$ from the core. However, the VHE γ -ray excess presented here only matches the position of the core, the pc/kpc inner jets and the inner radio lobes. Only upper limits at VHE have been derived for the southern outer lobe (Kabuki et al. 2007).

Recently, Croston et al. (2009) reported the detection of nonthermal X-ray synchrotron emission from the shock of the southwest inner radio lobe. The edge of this lobe is located $\sim 5'$ from the nucleus and reveals edge-brightened X-ray emission (Kraft et al. 2003). While the position is $\sim 3\sigma$ away from the best fit position of the VHE excess, it is well within the upper limit of the extension. Studying the spatial variation of the spectral index in X-rays across this shock region, Croston et al. (2009) constrained the high energy cutoff in the electron distribution to be $\gamma_{\max} \sim 10^8$. They investigated inverse Compton scattering the starlight radiation and the CMB from high-energy particles in this lobe and predicted a VHE emission well compatible with the H.E.S.S. measurement reported here (see their Figure 8) for both seed radiation fields. This study would suggest that Cen A is analogous to a gigantic supernova remnant (SNR).

Besides the components of the AGNs hosted in Cen A, one might wonder whether other sources in the host galaxy could be responsible for the VHE emission. For example, Kraft et al. (2001) detected more than 200 X-ray point sources in Cen A, and IACTs have detected about 60 VHE sources in our Galaxy, many of which are associated with SNRs and pulsar wind nebulae (PWNe). However, source ensembles, such as the sum of the contributions from SNRs/PWNe, would require an unrealistically large number of sources (assuming a typical luminosity of $\sim 10^{34}$ – 10^{35} erg s $^{-1}$ above 250 GeV per source).

Further information on the VHE excess position, more detailed spectral shape, and variability studies are required to differentiate between the different models. However, if the VHE emission is due to a misaligned blazarlike process—such as leptonic or hadronic emission from the jet—the proximity of Cen A makes it a very good laboratory to further investigate emission processes and jet physics in blazars. If the VHE emission originates from another process—e.g., UHECR interacting with the

³⁷ <http://www.cta-observatory.org/>.

L44

AHARONIAN ET AL.

Vol. 695

interstellar medium, or an SNR-type process at the shock—this would be very exciting, giving new insights into the physics in the VHE domain.

Cen A represents a rich potential for future VHE experiments. Our current data are at the edge of differentiating the possible emitting regions. With higher sensitivity (a factor of 10), better astrometric accuracy, and angular resolution (e.g., $\sim 5''$ and $\sim 1'$, respectively) (Hermann et al. 2007), CTA would allow the localization of the site of the VHE emission, and, possibly, reveal multiple VHE emitting sources within Cen A. More generally, the detection of VHE emission from Cen A together with the detection of M 87 and the galactic center poses the question of whether VHE emission (γ -ray brightness) might be a general feature of AGNs. While the sensitivity of current generation experiments is probably too low to answer this question, one can hope that the CTA experiment will be able to detect a large enough sample of sources to shed some light on this issue.

The support of the Namibian authorities and the University of Namibia in facilitating the construction and operation of H.E.S.S. is gratefully acknowledged, as is the support by the German Ministry for Education and Research (BMBF), the Max Planck Society, the French Ministry for Research, the CNRS-IN2P3 and the Astroparticle Interdisciplinary Programme of the CNRS, the UK Science and Technology Facilities Council (STFC), the IPNP of the Charles University, the Polish Ministry of Science and Higher Education, the South African Department of Science and Technology and National Research Foundation, and the University of Namibia. We appreciate the excellent work of the technical support staff in Berlin, Durham, Hamburg, Heidelberg, Palaiseau, Paris, Saclay, and Namibia in the construction and operation of the equipment. This research has made use of the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED), which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration, and NASA's Astrophysics Data System.

REFERENCES

- Abraham, J., et al. (Pierre Auger Collaboration) 2007, *Science*, **318**, 938
- Abraham, J., et al. (Pierre Auger Collaboration) 2008, *Astropart. Phys.*, **29**, 188
- Acciari, V. A., et al. (VERITAS Collaboration) 2009, *ApJ*, **693**, L104
- Aharonian, F., et al. (HEGRA Collaboration) 2003, *A&A*, **403**, L1
- Aharonian, F., et al. (H.E.S.S. Collaboration) 2005, *A&A*, **441**, 465
- Aharonian, F., et al. (H.E.S.S. Collaboration) 2006a, *Science*, **314**, 1424
- Aharonian, F., et al. (H.E.S.S. Collaboration) 2006b, *A&A*, **457**, 899
- Albert, J., et al. (MAGIC Collaboration) 2008, *ApJ*, **685**, L23
- Aliu, E., et al. (MAGIC Collaboration) 2009, *ApJ*, **692**, L29
- Allen, W. H., et al. (JANZOS Collaboration) 1993, *ApJ*, **405**, 554
- Bai, J. M., & Lee, M. G. 2001, *ApJ*, **549**, L173
- Cappellari, M., Neumayer, N., Reunanen, J., van der Werf, P. P., de Zeeuw, P. T., & Rix, H. 2008, *MNRAS*, at press (arXiv:0812.1000)
- Carramiñana, A., et al. 1990, *A&A*, **228**, 327
- Chiaberge, M., Capetti, A., & Celotti, A. 2001, *MNRAS*, **324**, L33
- Condon, J. J., Helou, G., Sanders, D. B., & Soifer, B. T. 1996, *ApJS*, **103**, 81
- Croston, J. H., et al. 2009, arXiv:0901.1346
- Ghisellini, G., Tavecchio, F., & Chiaberge, M. 2005, *A&A*, **432**, 401
- Gorbunov, D., Tinyakov, P., Tkachev, I., & Troitsky, S. 2008, *Sov. J. Exp. Theor. Phys. Lett.*, **87**, 461
- Grindlay, J. E., Helmken, H. F., Brown, R. H., Davis, J., & Allen, L. R. 1975, *ApJ*, **197**, L9
- Hardcastle, M. J., Cheung, C. C., Feain, I. J., & Stawarz, L. 2008, *MNRAS*, **393**, 1041
- Hermann, G., Hofmann, W., Schweizer, T., & Teshima, M. (for the CTA Consortium) 2007, 30th Int. Cosmic Ray Conf., ed. R. Caballero, Vol. 3, 1313
- Horiuchi, S., Meier, D. L., Preston, R. A., & Tingay, S. J. 2006, *PASJ*, **58**, 211
- Israel, F. P. 1998, *A&AR*, **8**, 237
- Kabuki, S., et al. (CANGAROO III Collaboration) 2007, *ApJ*, **668**, 968
- Kachelriess, M., Ostapchenko, S., & Tomas, R. 2008, arXiv:0805.2608
- Kraft, R. P., Forman, W. R., Jones, C., Murray, S. S., Hardcastle, M. J., & Worrall, D. M. 2002, *ApJ*, **569**, 54
- Kraft, R. P., Kregenow, J. M., Forman, W. R., Jones, C., & Murray, S. S. 2001, *ApJ*, **560**, 675
- Kraft, R. P., Vázquez, S. E., Forman, W. R., Jones, C., Murray, S. S., Hardcastle, M. J., Worrall, D. M., & Churazov, E. 2003, *ApJ*, **592**, 129
- Lemoine, M. 2008, in in SF2A-2008, ed. C. Charbonnel, F. Combes, & R. Samadi, 247
- Lenain, J.-P., Boisson, C., Sol, H., & Katarzyński, K. 2008, *A&A*, **478**, 111
- Li, T. P., & Ma, Y. Q. 1983, *ApJ*, **272**, 317
- Marcowith, A., Henri, G., & Renaud, N. 1998, *A&A*, **331**, L57
- Moskalenko, I. V., Stawarz, L., Porter, T. A., & Cheung, C. C. 2008, arXiv:0805.1260
- Neronov, A., & Aharonian, F. A. 2007, *ApJ*, **671**, 85
- Reimer, A., Protheroe, R. J., & Donea, A.-C. 2004, *A&A*, **419**, 89
- Rejkuba, M. 2004, *A&A*, **413**, 903
- Rieger, F. M., & Aharonian, F. A. 2008, *A&A*, **479**, L5
- Romero, G. E., Combi, J. A., Perez Bergliaffa, S. E., & Anchordoqui, L. A. 1996, *Astropart. Phys.*, **5**, 279
- Rowell, G. P. 2003, *A&A*, **410**, 389
- Rowell, G. P., et al. (CANGAROO Collaboration) 1999, *Astropart. Phys.*, **11**, 217
- Sol, H., Pelletier, G., & Asseo, E. 1989, *MNRAS*, **237**, 411
- Sreekumar, P., Bertsch, D. L., Hartman, R. C., Nolan, P. L., & Thompson, D. J. 1999, *Astropart. Phys.*, **11**, 221
- Stawarz, L., Aharonian, F., Wagner, S., & Ostrowski, M. 2006, *MNRAS*, **371**, 1705
- Steinle, H., et al. 1998, *A&A*, **330**, 97
- Tavecchio, F., & Ghisellini, G. 2008, *MNRAS*, **385**, L98
- Urry, C. M., & Padovani, P. 1995, *PASP*, **107**, 803
- van Eldik, C., Bolz, O., Braun, I., Hermann, G., Hinton, J., & Hofmann, W. 2008, *J. Phys. Conf. Ser.*, **110**, 062003

E.6 PKS 2155–304 in July 2006 : **H.E.S.S. results and simultaneous multi-wavelength observations**

Nous reproduisons dans les pages suivantes le compte-rendu de conférence lié à la présentation orale que j’ai présentée au nom de la collaboration **H.E.S.S.** au 4^e symposium international γ 08 sur l’Astronomie γ à Heidelberg en Juillet 2008. Cette présentation résumait trois articles en préparation au sein de la collaboration sur l’état actif de PKS 2155–304 en Juillet 2006 et sur l’activité de cet objet entre 2005 et 2007. Depuis, le premier de ces trois articles est accepté pour publication dans *Astronomy & Astrophysics*, et on peut le trouver en *preprint* sur **arXiv** ([Aharonian et al. 2009j](#)). Les travaux correspondants sont décrits à la section 4.2, page 113.

PKS 2155–304 in July 2006: H.E.S.S. results and simultaneous multi-wavelength observations

Jean-Philippe Lenain*, Wystan Benbow[†], Catherine Boisson*, Rolf Bühler[†], Luigi Costamante^{†,**}, Berrie Giebels[‡], Krzysztof Katarzyński[§], Santiago Pita[¶], Michael Punch[¶], Martin Raue^{†,**}, Hélène Sol*, Giulia Superina[‡], Francesca Volpe^{‡,**}, and Andreas Zech* for the H.E.S.S. collaboration

*LUTH, Observatoire de Paris, CNRS, Université Paris Diderot, Meudon, France

[†]Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Germany

**European Associated Laboratory for Gamma-Ray Astronomy, jointly supported by CNRS and MPG

[‡]Laboratoire Leprince-Ringuet, Ecole Polytechnique, CNRS/IN2P3, Palaiseau, France

[§]Toruń Centre for Astronomy, Nicolaus Copernicus University, Toruń, Poland

[¶]APC, CNRS, Université Paris 7 Denis Diderot, Paris, France

Abstract. The high-frequency-peaked BL Lac PKS 2155–304 is one of the brightest and best-studied VHE γ -ray sources in the southern hemisphere. The High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.) has monitored PKS 2155–304 in 2006 and a multi-wavelength campaign involving X-ray, optical and radio observatories was triggered by the detection of an active state in July 2006, followed by the detection of two extraordinary flares on July, 28th and 30th, with peak fluxes ~ 100 times the usual values. We present results from the spectral and flux variability analysis of the VHE and simultaneous X-ray observations with *Chandra* during the second flare, as well as the detailed evolution of the VHE flux of PKS 2155–304 observed by H.E.S.S. in 2006. A study of flux correlations in the different frequency ranges during the second flare and the adjacent nights is discussed. We also present an interpretation of the active state of PKS 2155–304 in the framework of synchrotron self-Compton emission.

Keywords: γ -rays, BL Lac objects, Radiation mechanisms

PACS: 95.85.Pw, 98.54.Cm, 95.30.Gv

INTRODUCTION

PKS 2155–304 is a well studied BL Lac object, known to radiate non-thermal emission up to very high energy (VHE; $E > 100\text{GeV}$) [1–4]. Between 2005 and 2007, the H.E.S.S. experiment [5] intensively monitored this source. An active state was observed on the end of July 2006, followed by two extraordinary flares on July 28 [6] and July 30, 2006 (Aharonian et al., *in prep.*). Following the detection of the high flux state, a multi-wavelength (MWL) campaign from radio to X-rays was triggered.

H.E.S.S. RESULTS

From the overall 2005–2007 data set, we derived a signal of 276σ for a live-time of 88.6 h using loose cuts [5] and demonstrated an underlying quiescent emission level for the first time in blazar VHE emission of $I(E > 200\text{ GeV}) \sim 3.5 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (see Fig. 1 and Aharonian et al. *in prep.*). Figure 2 shows the correlation between spectral shape (as derived from a fit of a power law) and integrated flux above 200 GeV for the 3 yr data set. The spectrum first softens then hardens with increas-

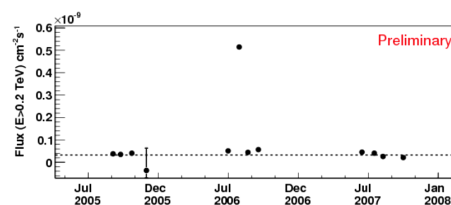


FIGURE 1. VHE light curve ($E > 200\text{ GeV}$) of PKS 2155–304 as observed by H.E.S.S. from 2005 to 2007.

ing flux, a behaviour which has never been observed before in a blazar. This is very challenging for the different emission models, in both leptonic and hadronic frameworks.

A second flare was observed by H.E.S.S. (Aharonian et al., *in prep.*) on MJD 53946, two days after the first flare reported in [6]. The corresponding spectrum, averaged over the night, is shown in Fig. 3. It is well described by a power-law with an exponential cut-off. The light curve above 300 GeV is shown in Fig. 4. Loose cuts [5] have been used in the analysis, which allows to extend

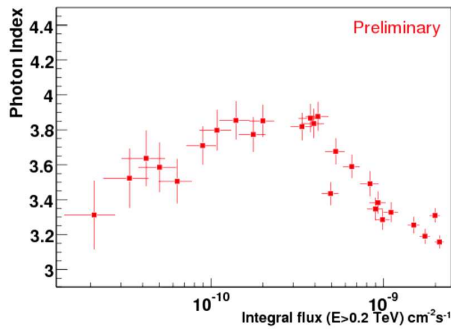


FIGURE 2. Photon index from a power-law fit to the spectrum versus integral flux ($E > 200$ GeV) for the 2005 to 2007 data set.

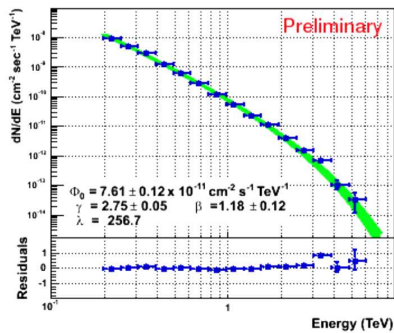


FIGURE 3. Nightly averaged VHE spectrum for the second flare (night MJD 53946) as observed by H.E.S.S. Φ_0 is the differential flux at 1 TeV, γ is the photon index, β is the energy of the exponential cut-off and λ gives the likelihood ratio compared to a power-law hypothesis.

spectral fits to lower energies. Since the zenith angle of the observation strongly varied during the night, the energy threshold also varied substantially, so the light curve was extracted above a compromise energy threshold of 350 GeV.

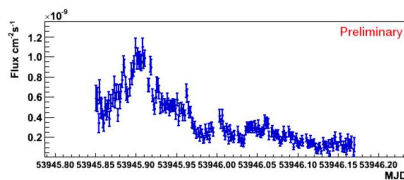


FIGURE 4. Light curve of the second flare on MJD 53946 observed by H.E.S.S. above 350 GeV, with a binning of 2 minutes.

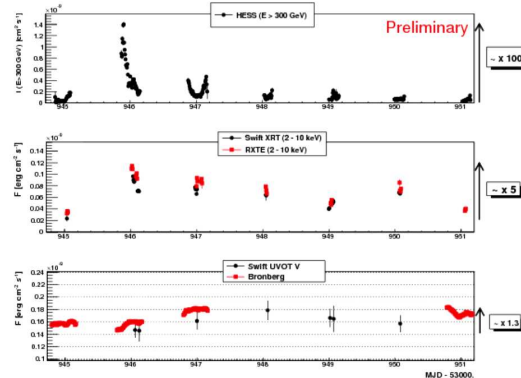


FIGURE 5. Light curves of VHE, X-rays and optical observations during the MWL campaign. The *Swift*/XRT data have been scaled to the *RXTE* energy interval.

Temporal characterisation studies have been carried out for the second flare, showing that a Gaussian random (additive) process is excluded at a 7σ level, and that this activity comes more likely from a log-normal random (multiplicative) process (for more details, see [7]).

MULTI-WAVELENGTH OBSERVATIONS

The high activity of PKS 2155–304 observed by H.E.S.S. in late July 2006 triggered a MWL campaign, with observations by the Nançay Radiotelescope, HartRAO, ATCA in radio, the Bronberg observatory and *Swift*/UVOT in optical, *Swift*/XRT [8], *Chandra* and *RXTE* in X-rays, along with H.E.S.S. (Aharonian et al., *in prep.*). Figure 5 shows the light curves obtained in VHE, X-rays and optical, between MJD 53945 and MJD 53951. This illustrates the tremendous VHE flux variation as compared to X-rays and optical bands.

We studied the spectral variability between X-rays and VHE, during the night of the second flare between *Chandra* and H.E.S.S. (see Fig. 6 and [9]), and between *RXTE* and H.E.S.S. on a week-scale (see Fig. 7). The former shows a nearly cubic correlation ($F_{\text{VHE}} \propto F_X^{2.8}$) between VHE and X-rays, ruling out one-zone Synchrotron self-Compton (SSC) models to interpret this flaring state. This study reveals a high Compton dominance of the broadband emission, as well as a clear correlation between X-ray and VHE without evident time lag.

Searches for lags between VHE and X-rays, and between different energy bands in VHE were carried out, the latter allowing upper limits on quantum gravity scale to be derived (for more details, see [10]).

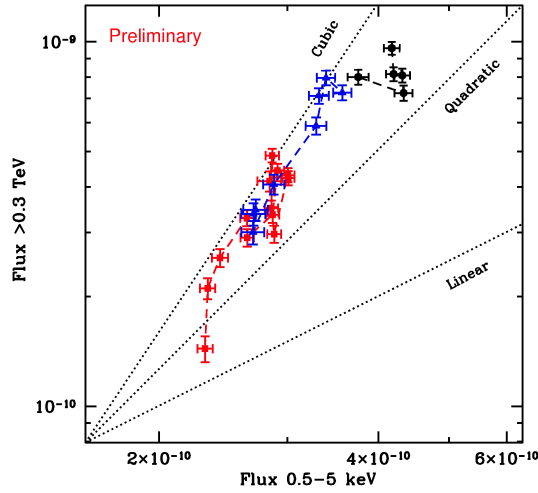


FIGURE 6. H.E.S.S. integral flux above 300 GeV versus *Chandra* flux between 0.5 keV and 5 keV for the night of the second flare, on MJD 53946. The lines indicate a linear, quadratic and cubic correlation.

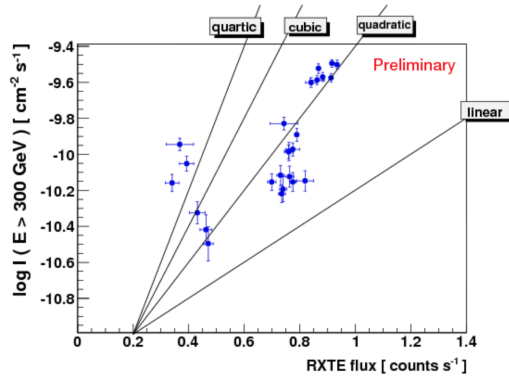


FIGURE 7. H.E.S.S. integral flux above 300 GeV versus *RXTE* counts rate for the 7 nights between MJD 53945 and MJD 53951.

DISCUSSION AND SSC MODELLING

Even though this data set shows huge flux variations, especially in the VHE range, one can do the exercise of interpreting it within a stationary SSC model on nightly time-scales. We have modelled the averaged spectra for the night MJD 53945 and for the night of the second flare (see Fig. 8) using the stationary SSC model from [11, 12], which gives good results for both nights by modifying only the Doppler factor ($\delta_b = 25 \rightarrow 60$) and the magnetic field ($B = 0.25 \text{ G} \rightarrow 0.10 \text{ G}$), allowing a

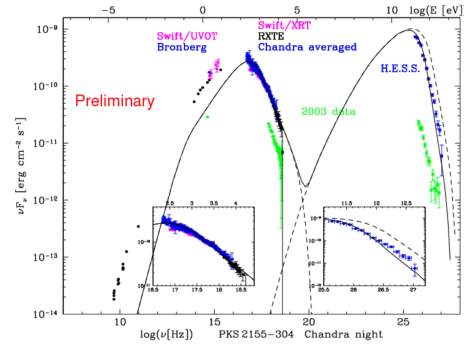


FIGURE 8. SED of PKS 2155–304 with nightly averaged data and SSC stationary modelling for the second flare during the night MJD 53946.

higher flux and a rather hard spectrum in VHE to be reached within the model.

However, the flux variations seen in these data obviously require time-dependent modelling for a proper interpretation. We used the dynamic SSC model from [12], with a Doppler factor of $\delta_b \sim 50$, a magnetic field of $B \sim 3 \times 10^{-2} \text{ G}$ and a radius of the emitting zone of $r_b = 6.0 \times 10^{15} \text{ cm}$ at the base of the jet (see Fig. 9 and Aharonian et al., *in prep.*). An extended jet component dominates the synchrotron flux in the X-rays and is not dense enough to significantly contribute in VHE through inverse Compton process. A denser, small plasma blob within the jet, filled up by a tangled magnetic field, dominates the radiation in VHE while contributing much less in X-rays, and is mainly responsible for the variability, reproducing the nearly cubic correlation between X-ray and VHE fluxes. The dimension of the blob is small enough to reproduce the observed variability. The model reproduces the SED development, as well as the first peak in the light curves. A second plasma blob could be added to model the small second peak visible in the X-ray and VHE light curves, for instance see [13] and [14] who used slightly different models applied to the first flare of the night MJD 53944 and managed to reproduce the detailed light curves very successfully. In all our models, the absorption by the extragalactic background light (EBL) is accounted for, using the EBL parametrisation according to [15].

CONCLUSION

We obtained with H.E.S.S. a very rich data set on PKS 2155–304 in July 2006. The overall activity between 2005 and 2007 revealed an underlying quiescent level, to which the flaring episodes (such as the high

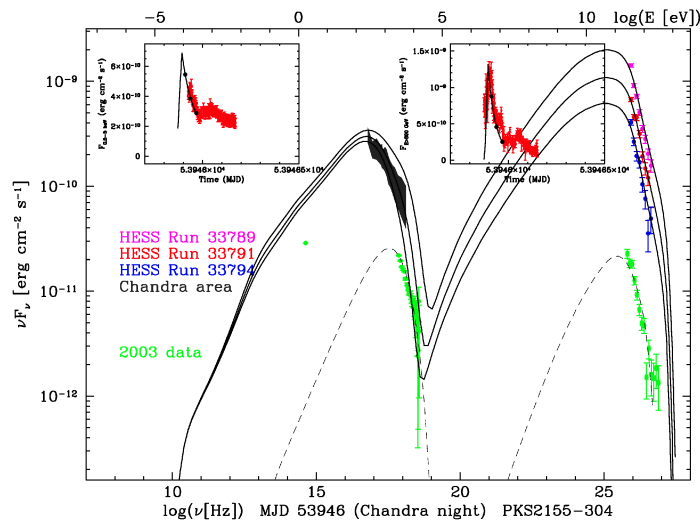


FIGURE 9. SED for the dynamic SSC modelling of the second flare (see text below). Each solid line corresponds to a snapshot of the evolution of the SED, simultaneously to the three derived H.E.S.S. spectra during the night. The inlays show the corresponding X-ray and VHE light curves, the three spectra represented in the SED corresponding to the three epochs in black dots in the light curves.

state of 2006) are added. It also shows a very challenging VHE behaviour, with a softening, then hardening spectrum with the flux. We studied VHE versus X-ray flux correlations on inter- and intra-nightly time-scales. The cubic relation $F_{\text{VHE}} \propto F_X^3$ found during the second flare rules out the one-zone SSC models, but is well explained by adding an extended component. Stationary modelling describes well the nightly averaged behaviour of PKS 2155–304, and dynamic modelling provides successful and precise results for the night of the second flare.

ACKNOWLEDGMENTS

The support of the Namibian authorities and of the University of Namibia in facilitating the construction and operation of H.E.S.S. is gratefully acknowledged, as is the support by the German Ministry for Education and Research (BMBF), the Max Planck Society, the French Ministry for Research, the CNRS-IN2P3 and the Astroparticle Interdisciplinary Programme of the CNRS, the U.K. Science and Technology Facilities Council (STFC), the IPNP of the Charles University, the Polish Ministry of Science and Higher Education, the South African Department of Science and Technology and National Research Foundation, and by the University of Namibia. We appreciate the excellent work of the technical support staff in Berlin, Durham, Hamburg, Heidelberg, Palaiseau, Paris, Saclay, and in Namibia in the construction and operation of the equipment.

This research made use of the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED). The authors thank the *RXTE* team for their prompt response to our ToO request and the professional interactions that followed. This work uses data obtained at the Nançay Radio Telescope.

We would like to thank Dr. L. Foschini who kindly provided *Swift* data.

REFERENCES

1. P. M. Chadwick, K. Lyons, T. J. L. McComb, et al., *Astroparticle Physics* **11**, 145–148 (1999).
2. F. Aharonian, et al. (H.E.S.S. collaboration), *A&A* **430**, 865–875 (2005).
3. F. Aharonian, et al. (H.E.S.S. collaboration), *A&A* **442**, 895–907 (2005).
4. Y. Sakamoto, et al. (CANGAROO-III collaboration), *ApJ* **676**, 113–120 (2008).
5. F. Aharonian, et al. (H.E.S.S. collaboration), *A&A* **457**, 899–915 (2006).
6. F. Aharonian, et al. (H.E.S.S. collaboration), *ApJ* **664**, L71–L74 (2007).
7. G. Superina, et al., *these proceedings* (2008).
8. L. Foschini, G. Ghisellini, F. Tavecchio, et al., *ApJ* **657**, L81–L84 (2007).
9. L. Costamante, *these proceedings* (2008).
10. R. Bühler, et al., *these proceedings* (2008).
11. K. Katarzyński, H. Sol, and A. Kus, *A&A* **367**, 809–825 (2001).
12. K. Katarzyński, H. Sol, and A. Kus, *A&A* **410**, 101–115 (2003).
13. K. Katarzyński, J.-P. Lenain, A. Zech, C. Boisson, and H. Sol, *arXiv:0807.4533* (2008).
14. T. Boutelier, G. Henri, and P.-O. Petrucci, *arXiv:0807.4998* (2008).
15. F. Aharonian, et al. (H.E.S.S. collaboration), *Nature* **440**, 1018–1021 (2006).

Annexe F

Liste des publications

Articles publiés dans des revues à comité de lecture

1. The **VERITAS** collaboration, the **VLBA** 43 GHz M 87 monitoring team, the **H.E.S.S.** collaboration & the **MAGIC** collaboration, “Radio Imaging of the Very-High-Energy γ -Ray Emission Region in the Central Engine of a Radio Galaxy”, *Science*, **325**, 444 (2009) (**auteur correspondant** pour la partie “Supporting Online Material”).
2. Aharonian, F., *et al.*(**H.E.S.S.** collaboration), “Discovery of VHE γ -ray emission from Centaurus A with **H.E.S.S.**”, *ApJ*, **695**, L40 (2009) (**Lenain, J.-P. & Raue, M. ; auteur correspondant**).
3. Katarzyński, K., **Lenain, J.-P.**, Zech, A., Boisson, C., & Sol, H., “Modelling rapid TeV variability of PKS 2155–304”, *MNRAS*, **390**, 371 (2008).
4. Aharonian, F., *et al.*(**H.E.S.S.** collaboration), “Discovery of VHE γ -rays from the high-frequency-peaked BL Lacertae object RGB J0152+017”, *A&A*, **481**, L103 (2008) (**Lenain, J.-P. & Nedbal, D. ; auteur correspondant**).
5. **Lenain, J.-P.**, Boisson, C., Sol, H., & Katarzyński, K., “A Synchrotron self-COMPTON scenario for the very high energy γ -ray emission of the radiogalaxy M 87. Unifying the TeV emission of blazars and other AGNs?”, *A&A*, **478**, 111 (2008).
6. Aharonian, F., *et al.*(**H.E.S.S.** collaboration), “Fast variability of TeV γ -rays from the radio galaxy M 87”, *Science*, **314**, 1424 (2006), **Lenain, J.-P. : co-auteur pré-doctorant à titre exceptionnel** suite aux recherches effectuées dans le cadre de mon stage de recherche de Master 2.
7. Aharonian, F., *et al.*(**H.E.S.S.** collaboration), “Constraints on the multi-TeV particle population in the Coma galaxy cluster with **H.E.S.S.** observations”, *A&A*, **502**, 437 (2009).
8. Aharonian, F., *et al.*(**H.E.S.S.** collaboration), “Simultaneous multiwavelength observations of the second exceptional γ -ray flare of PKS 2155–304 in July 2006”, *A&A*, **502**, 749 (2009).
9. Aharonian, F., *et al.*(**H.E.S.S.** collaboration), “Spectrum and variability of the Galactic Center VHE γ -ray source HESS J1745–290”, accepté dans *A&A*, **arXiv:0906.1247** (2009).

10. Aharonian, F., *et al.* (H.E.S.S. collaboration), “Probing the ATIC peak in the cosmic-ray electron spectrum with H.E.S.S.”, *arXiv:0905.0105* (2009).
11. Aharonian, F., *et al.* (H.E.S.S. collaboration), “Detection of very high energy radiation from HESS J1908+063 confirms the Milagro unidentified source MGRO J1908+06”, *A&A*, **499**, 723 (2009).
12. Aharonian, F., *et al.* (H.E.S.S. collaboration), & Abdo, A., *et al.* (Fermi/LAT collaboration), “Simultaneous observations of PKS 2155-304 with H.E.S.S., Fermi, RXTE and ATOM : spectral energy distributions and variability in a low state”, *ApJ*, **696**, L150 (2009).
13. Aharonian, F., *et al.* (H.E.S.S. collaboration), “H.E.S.S. upper limit on the very high energy γ -ray emission from the globular cluster 47 Tucanae”, *A&A*, **499**, 273 (2009).
14. Aharonian, F., *et al.* (H.E.S.S. collaboration), “Discovery of Gamma-Ray Emission From the Shell-Type Supernova Remnant RCW 86 With H.E.S.S.”, *ApJ*, **692**, 1500 (2009).
15. Aharonian, F., *et al.* (H.E.S.S. collaboration), “H.E.S.S. observations of γ -ray bursts in 2003-2007”, *A&A*, **495**, 505 (2009).
16. Aharonian, F., *et al.* (H.E.S.S. collaboration), “Very high energy gamma-ray observations of the galaxy clusters Abell 496 and Abell 85 with H.E.S.S.”, *A&A*, **495**, 27 (2009).
17. Aharonian, F., *et al.* (H.E.S.S. collaboration), “A Search for a Dark Matter Annihilation Signal Toward the Canis Major Overdensity with H.E.S.S.”, *ApJ*, **691**, 175 (2009).
18. Aharonian, F., *et al.* (H.E.S.S. collaboration), “H.E.S.S. Observations of the Prompt and Afterglow Phases of GRB 060602B”, *ApJ*, **690**, 1068 (2009).
19. Aharonian, F., *et al.* (H.E.S.S. collaboration), “Energy Spectrum of Cosmic-Ray Electrons at TeV Energies”, *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 261104 (2008).
20. Aharonian, F., *et al.* (H.E.S.S. collaboration), “Simultaneous H.E.S.S. and *Chandra* observations of Sagittarius A* during an X-ray flare”, *A&A*, **492**, L25 (2008).
21. Aharonian, F., *et al.* (H.E.S.S. collaboration), “Discovery of a VHE gamma-ray source coincident with the supernova remnant CTB 37A”, *A&A*, **490**, 685 (2008).
22. Aharonian, F., *et al.* (H.E.S.S. collaboration), “Limits on an Energy Dependence of the Speed of Light from a Flare of the Active Galaxy PKS 2155–304”, *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 170402 (2008).
23. Aharonian, F., *et al.* (H.E.S.S. collaboration) : “Search for Gamma-rays from Dark Matter annihilations around Intermediate Mass Black Holes with the H.E.S.S. experiment”, *Phys. Rev. D*, **78**, 072008 (2008).
24. Aharonian, F., *et al.* (H.E.S.S. collaboration) : “H.E.S.S. upper limits for Kepler’s supernova remnant”, *A&A*, **488**, 219 (2008).
25. Aharonian, F., *et al.* (H.E.S.S. collaboration) : “*Chandra* and H.E.S.S. observations of the supernova remnant CTB 37B”, *A&A*, **486**, 829 (2008).
26. Aharonian, F., *et al.* (H.E.S.S. collaboration) : “Discovery of very-high-energy gamma-ray emission from the vicinity of PSR J1913+1011 with H.E.S.S.”, *A&A*, **484**, 435 (2008).

27. Aharonian, F., *et al.* (**H.E.S.S.** collaboration) : “Exploring a SNR/molecular cloud association within HESS J1745-303”, *A&A*, **483**, 509 (2008).
28. Aharonian, F., *et al.* (**H.E.S.S.** collaboration) : “Discovery of very high energy gamma-ray emission coincident with molecular clouds in the W28 (G6.4-0.1) field”, *A&A*, **481**, 401 (2008).
29. Aharonian, F., *et al.* (**H.E.S.S.** collaboration) : “Upper Limits from **H.E.S.S.** active galactic nuclei observations in 2005-2007”, *A&A*, **478**, 387 (2008).
30. Aharonian, F., *et al.* (**H.E.S.S.** collaboration) : “**H.E.S.S.** Observations and **VLT** Spectroscopy of PG 1553+113”, *A&A*, **477**, 481 (2008).
31. Aharonian, F., *et al.* (**H.E.S.S.** collaboration) : “**H.E.S.S.** very-high-energy gamma-ray sources without identified counterparts”, *A&A*, **477**, 353 (2008).
32. Aharonian, F., *et al.* (**H.E.S.S.** collaboration) : “New constraints on the Mid-IR EBL from the **H.E.S.S.** discovery of VHE gamma rays from 1ES 0229+200”, *A&A*, **475**, L9 (2007).
33. Aharonian, F., *et al.* (**H.E.S.S.** collaboration) : “Discovery of VHE gamma-rays from the distant BL Lacertae 1ES 0347-121”, *A&A*, **473**, L25 (2007).
34. Aharonian, F., *et al.* (**H.E.S.S.** collaboration), “An Exceptional Very High Energy γ -ray Flare of PKS 2155–304”, *ApJ*, **664**, L71 (2007).

Actes de conférences

1. **Lenain, J.-P.**, Raue, M., Aharonian, F. A., Becherini, Y., Benbow, W., Boisson, C., Clapson, A.-C., Gérard, L., Medina, M. C., de Naurois, M., Punch, M., Rieger, F., Sol, H., Stawarz, Ł., Zech, A. (pour la collaboration **H.E.S.S.**) : “Discovery of VHE γ -ray emission from Centaurus A with **H.E.S.S.**”, **présentation orale**, à paraître dans les comptes-rendus de la 31^e ICRC, Juillet 2009, Łódź, Pologne.
2. **Lenain, J.-P.**, Medina, M. C., Boisson, C., Romero, G. E., Sol, H. & Zech, A. : “A synchrotron self-Compton model for the VHE γ -ray emission from Cen A”, **poster**, à paraître dans les comptes-rendus de la 31^e ICRC, Juillet 2009, Łódź, Pologne, [arXiv:0907.2258](#) (2009).
3. Barres de Almeida, U., Dominici, T., Abraham, Z., Franco, G., Chadwick, P., Ward, M., McComb, L., Boisson, C., **Lenain, J.-P.** : “Optical polarimetric observations of TeV blazars”, **présentation orale**, à paraître dans les comptes-rendus de la 31^e ICRC, Juillet 2009, Łódź, Pologne.
4. **Lenain, J.-P.** : “TeV AGNs : Multifrequency Modeling”, **présentation orale invitée**, à paraître dans les comptes-rendus du Workshop Frascati sur “Multifrequency Behaviour of High Energy Cosmic Sources”, Mai 2009, Vulcano, Italie, [arXiv:0907.1832](#) (2009).
5. Raue, M., **Lenain, J.-P.**, Aharonian, F. A., Becherini, Y., Boisson, C., Clapson, A.-C., Costamante, L., Gérard, L., Medina, M. C., de Naurois, M., Punch, M., Rieger, F., Sol, H., Stawarz, Ł., Zech, A. (pour la collaboration **H.E.S.S.**) : “Discovery of VHE gamma-rays from Centaurus A”, **présentation orale**, à paraître dans les comptes-rendus des 44^e Rencontres de Moriond “Very High Energy Phenomena in the Universe”, [arXiv:0904.2654](#) (2009).
6. **Lenain, J.-P.**, Daniel, M. K., Boisson, C., Chadwick, P. M., Sol, H. & Ward, M. J. : “Very High Energy Active Galactic Nuclei Synchrotron self-Compton Mode-

- ling Tour”, **présentation orale**, à paraître dans les comptes-rendus 2nd Heidelberg Workshop “High-Energy Gamma-rays and Neutrinos from Extra-Galactic Sources”, [arXiv:0904.1660](#) (2009).
7. **Lenain, J.-P.**, Benbow, W., Boisson, C., Bühler, R., Costamante, L., Giebels, B., Katarzyński, K., Pita, S., Punch, M., Raue, M., Sol, H., Superina, G., Volpe, F., Zech, A. (pour la collaboration [H.E.S.S.](#)) : “PKS 2155-304 in July 2006 : [H.E.S.S.](#) results and multi-wavelength observations”, **présentation orale**, 4th Heidelberg International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy, Juillet 2008, *AIPC*, **1085**, 415 (2008).
 8. Kaufmann, S., Gérard, L., Giebels, B., Hauser, M., Herzog, J., **Lenain, J.-P.**, Nedbal, D., Wagner, S. (pour la collaboration [H.E.S.S.](#)) : “Multiwavelength analysis of the TeV Blazar RGB J0152+017”, **poster**, 4th Heidelberg International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy, Juillet 2008, *AIPC*, **1085**, 549 (2008).
 9. Nedbal, D., **Lenain, J.-P.**, Benbow, W., Buehler, R., Gérard, L., Giebels, B., Hauser, M., Kaufmann, S., Martin, J.-M., Raue, M., Wagner, S. (pour la collaboration [H.E.S.S.](#)) : “Discovery and Multi-wavelength Study of a BL Lac RGB J0152+017”, **poster**, 37th COSPAR Scientific Assembly. 13–20 Juillet 2008, Montréal, Canada., **37**, 2192 (2008).
 10. **Lenain, J.-P.**, Nedbal, D., Raue, M., Kaufmann, S., Gérard, L., Hauser, M., Giebels, B. (pour la collaboration [H.E.S.S.](#)) : “Discovery of VHE gamma-rays from RGB J0152+017”, **poster**, Workshop on Blazar Variability accross the Electromagnetic Spectrum, 22–25 Avril 2008, Palaiseau, France, 46 (2008).
 11. **Lenain, J.-P.**, Boisson, C., Sol, H. : “SSC scenario for VHE emission from 2 radiogalaxies : M 87 and Cen A”, **poster**, comptes-rendus des 20^e Rencontres de Blois, 2008, Challenges in Particle Astrophysics, [arXiv:0807.2733](#) (2008).
 12. **Lenain, J.-P.** (pour la collaboration [H.E.S.S.](#)) : “Multiwavelength modeling of TeV AGN observed by HESS”, **présentation orale**, "The Nuclear Region, Host Galaxy and Environment of Active Galaxies", eds. E. Benitez, I. Cruz-Gonzalez and Y. Krongold, *RevMexAA* (Serie de Conferencias), **32**, 28 (2008).
 13. **Lenain, J.-P.**, Boisson, C., Sol, H. : “SSC scenario for TeV emission from non-blazar AGNs”, **poster**, HEPRO 2007 Workshop, *IJMPD*, **17**, 1577 (2008).
 14. **Lenain, J.-P.** : “Predictions of Very High Energy gamma-ray fluxes for three Active Galactic Nuclei”, **poster**, SF2A-2007, Grenoble, France, 2–6 Juillet 2007, Eds. : J. Bouvier, A. Chalabaev, and C. Charbonnel, p.200 (2007).
 15. **Lenain, J.-P.** : “Modeling of the multiwavelength emission of M87 with [H.E.S.S.](#) observations”, **poster**, SF2A-2007, Grenoble, France, 2–6 Juillet 2007, Eds. : J. Bouvier, A. Chalabaev, and C. Charbonnel, p.196 (2007).

Diffusion de la Culture Scientifique et Technique

1. **Lenain, J.-P.** : “[H.E.S.S.](#) découvre une radio galaxie émettant dans le domaine gamma”. *L’Astronomie*, **123**, volume 16, 6, 1 p. (Mai 2009).

Résumé

Les Noyaux Actifs de Galaxies (**NAG**) sont parmi les sources les plus énergétiques dans l'Univers. Certains possèdent un jet relativiste dont l'émission est purement non-thermique. Lorsque le jet est aligné avec notre ligne de visée, ces objets appelés “blazars” voient leur émission amplifiée par effet DOPPLER relativiste. Depuis l'avènement de l'astrophysique γ aux très hautes énergies (**THE**; $E > 100$ GeV), les télescopes ČERENKOV comme **H.E.S.S.** ont observé près d'une trentaine de **NAG**, principalement des blazars, depuis le sol. Ils tirent parti du rayonnement ČERENKOV issu des gerbes de particules secondaires engendrées par l'arrivée d'un photon γ dans l'atmosphère terrestre, pour remonter aux propriétés du photon incident et ainsi étudier ces sources extragalactiques.

Nous avons étudié l'émission γ **THE** rapidement variable du blazar PKS 2155-304, dont deux éruptions majeures ont été détectées en Juillet 2006, grâce à un modèle Synchrotron self-COMPTON (**SSC**) dynamique. Cette émission variable présente des propriétés extrêmes excluant certains scénarios d'émission standard des blazars. Nous avons aussi développé un modèle d'émission **SSC** de jets relativistes non alignés avec la ligne de visée, afin d'interpréter la découverte récente par **H.E.S.S.** de deux radio galaxies, M87 et Cen A, qui prouve l'émergence d'une nouvelle famille d'émetteurs cosmiques au TeV. Nous concluons avec une étude systématique menée sur l'ensemble des **NAG** actuellement connus au TeV, à l'aide d'un modèle **SSC** stationnaire. Nous présentons des diagnostics de prédictions de densités de flux dans ces objets, pouvant être confrontés aux observations futures du ČERENKOV Telescope Array (**CTA**).

Mots clés : Astrophysique gamma de très haute énergie, blazars, H.E.S.S., noyaux actifs de galaxies, observations multi-longueurs d'onde, radio galaxies, rayonnement non-thermique, synchrotron self-Compton.

Abstract

Active Galactic Nuclei (**AGN**) are among the most energetic sources in the Universe. A subgroup of **AGN** possesses relativistic jets, the emission of which is purely non-thermal. In the case where the jet is aligned to the line of sight, these objects, called “blazars”, have their emission amplified by the relativistic DOPPLER effect. Since the advent of very high energy (**VHE**; $E > 100$ GeV) γ -ray astrophysics, ČERENKOV telescopes like **H.E.S.S.** have observed almost thirty **AGN**, mainly blazars, from the ground. ČERENKOV radiation from particle showers created by the interaction of γ -rays in the terrestrial atmosphere is used to derive the properties of the incident photon and thus to study these extragalactic sources.

We have studied the highly variable **VHE** γ -ray emission from the blazar PKS 2155-304, from which two major outbursts were detected in July 2006, within the framework of a dynamic Synchrotron self-COMPTON (**SSC**) model. This variable emission presents properties excluding the most standard emission scenarios for blazars. We have also developed an **SSC** emission model for misaligned relativistic jets, to interpret the recent discovery of **VHE** γ -ray emission from two radio galaxies, M87 and Cen A, which established the emergence of a new family of cosmic TeV emitters. We conclude with a systematic study conducted on all the **AGN** currently known at TeV with a stationary **SSC** model. We present tools for predictions of flux densities in these objects, which can be confronted with future observations by the ČERENKOV Telescope Array (**CTA**).

Keywords: Very high energy gamma-ray astrophysics, blazars, H.E.S.S., active galactic nuclei, multi-wavelength observations, radio galaxies, non-thermal radiation, synchrotron self-Compton.